

PHYSIKALISCHE BERICHTE

Herausgegeben vom

VERBAND

DEUTSCHER PHYSIKALISCHER GESELLSCHAFTEN E.V.

unter der Redaktion

von H. EBERT und M. SCHÖN

Wissenschaftlicher Beirat:


J. BARTELS, W. GENTNER, P. GÖRLICH, F. HUND, M. v. LAUE
M. PFLÜCKE, R. W. POHL, B. RAJEWSKY, R. ROMPE, A. SCHEIBE
F. TRENDELENBURG, R. VIEWEG, K. WOLF

Mitglied des I. C. S. U. Abstracting Board
(International Council of Scientific Unions)

BAND 35

SEPTEMBER 1956

HEFT 9



Digitized by the Internet Archive
in 2024

PHYSIKALISCHE BERICHTE

Herausgegeben vom Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften e. V.
unter der Redaktion von H. Ebert und M. Schön

Band 35

September 1956

Heft 9

I. Allgemeines

7044 Ernst Brüche. *Gedanken über Physik und Technik, Ingenieur und Physiker.* Phys. Bl. 12, 229—232, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Mosbach.) Schön.

7045 Werner Turski. *Unterschiede und Gemeinsamkeiten bei den Gesetzmäßigkeiten in Natur und Gesellschaft.* Wiss. Z. d. T. H. Dresden 3, 157—165, 1953/54, Nr. 2.

7046 Karl Egil Aubert. *On the foundation of the theory of relations and the logical independence of generalized concepts of reflexivity, symmetry and transitivity.* Arch. Math. Naturv. 52, 9—56, 1954, Nr. 2. H. Ebert.

7047 Hans Schubert. *Naturwissenschaft und Technik.* Phys. Bl. 12, 193—194, 1956, Nr. 5. (Mai.) (München.)

7048 H. Rothe. *Heinrich Barkhausen* †. Phys. Bl. 12, 171—172, 1956, Nr. 4. (Apr.) (Ulm.)

7049 G. Grube. *Wolfgang Seith* †. Z. Elektrochem. 60, 193—195, 1956, Nr. 3. (10. Apr.)

7050 Z. Gyulai. *P. Selényi* †. Acta phys. hung. 4, 1—6, 1954, Nr. 1.

7051 E. Fueter. *Hermann Weyl* †. Phys. Bl. 12, 33—35, 1956, Nr. 1. (Jan.) (Zürich.)

7052 H. Falkenhagen. *Kurt Bennewitz zum 70. Geburtstag.* Z. Elektrochem. 60, 353—354, 1956, Nr. 4. (15. Mai.)

7053 K. Lerp. *Adolf Bestelmeyer 80 Jahre.* Phys. Bl. 12, 35—36, 1956, Nr. 1. (Jan.) (Göttingen.)

7054 H. Hintenberger, *Josef Mattauch 60 Jahre.* Phys. Bl. 12, 36—37, 1956, Nr. 1. (Jan.) (Mainz.)

7055 K. Behrndt. *Siegfried Valentiner 80 Jahre.* Phys. Bl. 12, 172—173, 1956, Nr. 4. (Apr.) (Clausthal.) Schön.

- 7056 **U. Stille.** *Richard Vieweg 60 Jahre.* Phys. Bl. **12**, 173—174, 1956, Nr. 4. (Apr.) (Braunschweig.)
- 7057 **K. Schwabe.** *Max Volmer zum 70. Geburtstag.* Z. phys. Chem. **204**, 261 bis 264, 1955, Nr. 5/6. (Aug.)
- 7058 **G. Joos.** *Jonathan Zenneck 85 Jahre.* Phys. Bl. **12**, 233, 1956, Nr. 5. (Mai.) (München.) Schön.
- 7059 *The history of electrical engineering. 2. Towards the new light.* J. Instn elect. Engrs (NS) **1**, 145—152, 1955, Nr. 3. (März.)
- 7060 *Fifty glowing years. The jubilee of the thermionic valve.* J. Instn elect. Engrs (NS) **1**, 154—157, 1955, Nr. 3. (März.)
- 7061 **G. W. O. Howe.** *The genesis of the thermionic valve.* J. Instn elect. Engrs (NS) **1**, 158, 1955, Nr. 3. (März.)
- 7062 **J. Thomson.** *Developments in thermionic devices since 1939.* J. Instn elect. Engrs (NS) **1**, 160—161, 1955, Nr. 3. (März.)
- 7063 **Sir Edward Appleton.** *Thermionic devices from the development of the triode up to 1939.* J. Instn elect. Engrs (NS) **1**, 159—160, 1955, Nr. 3. (März.)
H. Ebert.
- 7064 **A. A. Capoeaccia.** *Da Galileo all'era atomica. Evoluzione del macchinismo e del meccanicismo.* Atti Accad. Ligure **7**, 249—267, 1951.
- 7065 **Erich Kothe.** *100 Jahre Verein Deutscher Ingenieure.* Phys. Bl. **12**, 194 bis 198, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Düsseldorf.)
- 7066 **Bruno Minoletti.** *L'Accademia Ligure di Scienze e Lettere nel 1949.* Atti Accad. Ligure **7**, 1—3, 1951.
- 7067 **R. Steinmaurer.** *Tagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Wien.* Phys. Bl. **12**, 37—38, 1956, Nr. 1. (Jan.) (Innsbruck.)
- 7068 **H. Gartmann.** *Der 6. Internationale Astronautische Kongreß in Kopenhagen.* Phys. Bl. **12**, 38—40, 1956, Nr. 1. (Jan.) (Frankfurt.) Schön.
- 7069 **H. Meyer.** *Isolatoren.* Elektrotech. Z. (A) **75**, 494—495, 1954, Nr. 15. (1. Aug.) (München.)
- 7070 **H. Neugebauer.** *Netzschutz und Relais.* Elektrotech. Z. (A) **75**, 495, 1954, Nr. 15. (1. Aug.) (Erlangen.)
- 7071 **H. Böcker.** *Netzstabilität, Leistungs- und Frequenzregelung.* Elektrotech. Z. (A) **75**, 496—498, 1954, Nr. 15. (1. Aug.) (Mannheim.)
- 7072 **H. Baatz.** *Blitz und Überspannungen.* Elektrotech. Z. (A) **75**, 498—499, 1954, Nr. 15. (1. Aug.) (Ruit ü. Eßlingen.)
- 7073 **H. K. Podszeck.** *Fernübertragung durch Hochfrequenz.* Elektrotech. Z. (A) **75**, 499, 1954, Nr. 15. (1. Aug.) (München.)
- 7074 **H. Riedel.** *Fernsprech- und Rundfunkstörungen.* Elektrotech. Z. (A) **75**, 500, 1954, Nr. 15. (1. Aug.) (Darmstadt.)
- 7075 **G. Lesch.** *Höchstspannungen.* Elektrotech. Z. (A) **75**, 500—501, 1954, Nr. 15. (1. Aug.) (Karlsruhe.)
H. Ebert.

7076 **E. Schulze.** *Energieübertragung mit Gleichstrom.* Elektrotech. Z. (A) **75**, 502, 1954, Nr. 15. (1. Aug.) (Berlin.)

7077 **G. Toraldo di Francia.** *Congrès International sur les problèmes d'optique moderne.* Florence, 10—16 Septembre 1954 mit den Themen: Optik und Informations-theorie. Nichtklassische Systeme für das Zustandekommen des Bildes. Dreidimen-sionen und anamorphe Systeme. Aspherische Flächen. Optische Probleme des Fernsehens. Netzhautprobleme. Verschiedenes. Opt. acta **1**, 194—196, 1955, Nr. 4. (Jan.) (Firenze, Ist. Naz. Ottica.)

7078 **S. S. Carlisle.** *The Physical Society's Exhibition — London 1955.* J. sci. Instrum. **32**, 247—255, 1955, Nr. 7. (Juli.)

7079 **Seinen Yokota.** *Scientific and technical papers.* Tokyo, Dep. appl. Phys. 1954 XX u. 398 S.

7080 **K. R. Sturley.** *Technical education and training in Germany.* J. Instn elect. Engrs (NS) **1**, 186—188, 1955, Nr. 3. (März.) H. Ebert.

7081 **Yrjö Reenpää.** *Axiomatik der Anschauungsmannigfaltigkeit.* Ann. Acad. Sci. fenn. (A) 1953, Nr. 157, 24 S. Schön.

7082 **W. L. Bade and Herbert Jehle.** *An introduction to spinors.* Rev. mod. Phys. **25**, 714—728, 1953, Nr. 3. (Juli.) (Lincoln, Nebr., Univ., Brace Lab. Phys.) Verff. geben eine elementar gehaltene Einführung in den Spinor-Kalkül: I. Einführung. II. Tensor-Transformationen. III. Spinor-Transformationen. IV. Der Fundamen-talspinor. V. Algebraische Eigenschaften der Spinoren. VI. Spezielle Spin-Trans-formationen. VII. Zusammenhang zwischen Tensoren und Spinoren. VIII. LORENTZ-Transformationen und Spin-Transformationen. IX. Die MAXWELL-LORENTZsche und die DIRACsche Gleichung. X. Spinor-Analysis. Grawert.

7083 **Haakon Olsen.** *On a certain identity in Laguerre polynomials and the related Hankel transform.* Arch. Math. Naturv. **52**, 1—8, 1954, Nr. 1.

7084 **Egil Hylleraas.** *Expansion of products of Laguerre polynomials.* Arch. Math. Naturv. **52**, 69—72, 1954, Nr. 5. (Blindern.)

7085 **R. Penrose.** *A generalized inverse for matrices.* Proc. Camb. phil. Soc. **51**, 406—413, 1955, Nr. 3. (Juli.) (Cambridge, St. John's Coll.)

7086 **Ky Fan.** *Some inequalities concerning positive-definite hermitian matrices.* Proc. Camb. phil. Soc. **51**, 414—421, 1955, Nr. 3. (Juli.) (Amer. Univ. a. Univ. Notre Dame.)

7087 **W. Rombert und H. Viervoll.** *Darstellung eines Kurvenstückes durch wenige Exponentialfunktionen (Differentialgleichungsmethode).* Arch. Math. Naturv. **52**, 57—63, 1954, Nr. 3. H. Ebert.

7088 **Giovanni Battista Rizza.** *Sull'estensione al caso di n variabili del metodo diretto degli operatori funzionali.* Atti Accad. Ligure **7**, 181—202, 1951. (Genova, Univ., Ist. Mat.)

7089 **Luigi Castoldi.** *Un particolare sistema ortonormale per lo sviluppo in serie di una funzione assegnata su un intervallo infinito.* Atti Accad. Ligure **7**, 311—315, 1951. Schön.

7090 **S. C. R. Dennis and G. Poots.** *The solution of linear differential equations* Proc. Camb. phil. Soc. **51**, 422—432, 1955, Nr. 3. (Juli.) (Belfast, Queen's Univ., Dep. Math.) H. Ebert.

7091 F. C. Powell. *A notation for vectors and tensors.* Proc. Camb. phil. Soc. **51**, 449—453, 1955, Nr. 3. (Juli.) (Cambridge, Gonville a. Caius Coll.) H. Ebert.

7092 E. Schindowski. *Wahrscheinlichkeitsrechnung in Technik und Wirtschaft. VI. Grundzüge der Abnahmeprüfungen an Stichproben.* Technik, Berl. **10**, 430 bis 437, 1955, Nr. 7. (Juli.) (Berlin, Dtsch. Akad. Wiss., Forschungsinst. Math., Abt. angew. Math.) Neben den, für die Durchführung einer Stichprobenprüfung wesentlichen Voraussetzungen, werden die für einen Stichprobenplan charakteristischen Kennlinien (die Operations-Charakteristik, die Kennlinie für die durchschnittliche Zahl der je Warenposten zu prüfenden Erzeugnisse sowie die Kennlinie für die durchschnittliche Qualität der geprüften Warenposten) behandelt.

H. Ebert.

7093 John von Neumann. *Entwicklung und Ausnutzung neuerer mathematischer Maschinen.* Arbeitsgemeinsch. Forsch. Nordrh.-Westf. 1954, S. 7—27, Nr. 45. (Princeton/USA). Es wird ein zusammenfassender Bericht über Schnelligkeit, Aufbau und Anwendungen von elektronischen Rechenmaschinen gegeben. Mit Hilfe von vielen Zahlenangaben werden die erreichten Größenordnungen erläutert sowie Wirtschaftlichkeit und zukünftige Entwicklung abgeschätzt. Weidemann.

7094 George Shortley. *Use of Tschebyscheff-polynomial operators in the numerical solution of boundary-value problems.* J. appl. Phys. **24**, 392—396, 1953, Nr. 4. (Apr.) (Chevy Chase, Maryland, Johns Hopkins Univ., Operations Res. Office.) Die numerische Lösung des Randwertproblems von linearen partiellen Differentialgleichungen mit Hilfe automatischer Rechenmaschinen unter Verwendung eines einfachen Differenzenoperators konvergiert außerordentlich langsam, wenn die Zahl N der Netzkpunkte groß ist. Es wird gezeigt, daß zur Erreichung gleicher Genauigkeit die Anzahl der Iterationsschritte um einen Faktor der Größenordnung $N^{1/2}$ im zweidimensionalen Fall und $N^{1/3}$ im dreidimensionalen Fall herabgesetzt wird, wenn man ein geeignetes TSCHEBYSCHEFFSches Polynom des gleichen Differenzenoperators benutzt. Die Methode wird an einer einfachen POISSON-Gleichung illustriert.

Böhning.

7095 E. J. Angelo jr. *An electron-beam tube for analog multiplication.* Rev. sci. Instrum. **25**, 280—284, 1954, Nr. 3. (März.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Res. Lab. Electron.) Gute Schaltungen zum Multiplizieren für elektronische Rechenmaschinen müssen genau, schnell und unabhängig vom Vorzeichen arbeiten. Es wird eine Elektronenstrahlröhre gebaut, die diese Forderungen erfüllt. Sie wird unter statischen und dynamischen Bedingungen geprüft. Die maximal bei der Multiplikation auftretenden Fehler waren unter statischen Bedingungen annähernd 2% des maximalen Produktes. Die dem maximalen Produkt entsprechende Spannung betrug etwa 3 Volt. Die dynamischen Messungen ergaben, daß bei sinusförmigen Eingangsspannungen das Gerät unabhängig von der Frequenz bis zu etwa 100 kHz arbeitete, bis die unvermeidbaren Parallelkapazitäten zum Ausgang störend wirkten. Diese Kapazitätseffekte können durch geeignete Wahl der Impedanzen unwirksam gemacht werden. Die Anforderungen an den Elektronenstrahl, den Auffangschirm und das Ablenkensystem der Elektronenstrahlröhre werden eingehend diskutiert. Die Röhre scheint auch für andere Rechenoperationen, bei denen Multiplikationen auftreten z. B. Modulation und Demodulation, harmonische Analyse, FOURIER-Integrale, geeignet zu sein.

B. Krüger.

7096 D. M. MacKay. *High-speed electronic-analogue computing techniques.* Proc. Instn elect. Engrs (B) **102**, 609—623, 1955, Nr. 5. (Sept.) (London, Univ., King's Coll.)

7097 E. W. Bastin and C. W. Kilmister. *The concept of order. II. Measurements.* Proc. Camb. phil. Soc. **51**, 454—468, 1955, Nr. 3. (Juli.) (Cambridge, King's Coll. London, King's Coll.)

H. Ebert.

7098 J. Winogradski. *Sur le tenseur impulsion-énergie métrique et le théorème de Noether.* Cah. Phys. 1956, S. 1—5, Nr. 67. (März.) (Paris, Inst. Henri Poincaré.) E. NOETHER hat die Felder untersucht, deren Gleichungen sich aus einem Variationsprinzip ableiten, bei dem das Wirkungsintegral invariant ist mit Bezug auf eine kontinuierliche Gruppe. Sie hat gezeigt, daß auf Grund der Feldgleichungen p Erhaltungsgleichungen gelten, wenn die Gruppe (G_p) eine endliche stetige Gruppe ist, die von p wesentlichen Parametern abhängt. Verf. geht hierauf zunächst noch näher ein, u. zw. für den Fall, daß die LAGRANGESche Funktion keine Ableitungen höherer als 1. Ordnung enthält. Dabei sind die Felder (u_α) Tensor- oder Spinor-Felder der vierdimensionalen MINKOWSKI-Welt. — Aus der alleinigen Invarianz des Wirkungsintegrals mit Bezug auf eine LORENTZ-Gruppe leitet Verf. sodann die Struktur des metrischen Impuls-Energie-Tensors ab. Dabei wird nicht a priori vorausgesetzt, daß der Tensor symmetrisch ist. Auch wird nicht implizite die Invarianz des Wirkungsintegrals gegenüber vierdimensionalen Transformationen vorausgesetzt. Endlich werden noch Folgerungen aus den verschiedenen Invarianzeigenschaften (gegenüber der Gruppe G_6 der Rotationen bzw. der Gruppe G_4 der Translationen) abgeleitet. Picht.

7099 Edgar B. Schieldrop. *A principle in classical mechanics with a „relativistic“ path-element extending the principle of least action.* Proc. Camb. phil. Soc. 51, 469—475, 1955, Nr. 3. (Juli.) (Oslo, Univ.) H. Ebert.

7100 Frederik J. Belinfante. *Use of the flat-space metric in Einstein's curved universe, and the „Swiss-Cheese“ model of space.* Phys. Rev. (2) 98, 793—800, 1955, Nr. 3. (1. Mai.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ., Dep. Phys.) Im Gegensatz zu ROSEN, PAPAPETROU, GUPTA, SZERKERES und anderen behält Verf. die allgemeine Relativitätstheorie völlig bei, beschreibt also Messungen mit Lichtstrahlen und starren Stäben nach wie vor durch das EINSTEINSche $ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta$. Den flachen MINKOWSKI-Raum benutzt er nur als Hilfsbegriff im Sinne von KOHLER (Z. Phys. 134, 286, 306, 1953). Die Nebenbedingung $g^{\alpha\nu}{}_{, \nu} = 0$ von GUPTA (Phys. Rev. 96, 1683, 1954) wird mit einem Hilfstensor $\eta_{\alpha\beta}$ kovariant formuliert, um sie auch für allgemeinere Systeme (Polarkoordinaten) anwendbar zu machen. Über KOHLER hinaus wird klargestellt, wie weit der Hilfstensor $\eta_{\alpha\beta}$ des flachen Raumes unbestimmt bleibt. Er darf alle Transformationen $\eta \rightarrow \tilde{\eta}$ erfahren, bei denen $g^{\alpha\nu}{}_{, \nu} = 0$ bleibt; diese gehen auch dann über die LORENTZ-Gruppe hinaus, wenn man zusätzlich fordert, daß im Unendlichen $\tilde{\eta} = \eta$ wird. Eine solche Änderung von η , die Verf. als „Umeichung“ bezeichnet, ist als reine Objekt-Transformation ganz unabhängig von jeder Koordinaten-Transformation ausführbar. Sie läßt sich aber mit einer solchen koppeln, wenn man erreichen will, daß $\tilde{\eta}$ im neuen System dieselben Komponenten hat wie η im alten (etwa die MINKOWSKISchen). Bildet man den tatsächlich (im Sinne starrer Stäbe) RIEMANNschen Raum auf einen MINKOWSKISchen mit $ds^2 = \eta_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta$ ab, so gilt beim SCHWARZSCHILDschen Felde zwischen der dort üblichen Koordinate r und dem euklidischen $|r|$ die Beziehung $|r| = r - m$ (mit dem Gravitationsradius $m > 0$). Betrachtet man so dann nur die Punkte außerhalb der SCHWARZSCHILDschen Singularität $r = 2m$ als real, dann gibt es im euklidischen Bild keine Punkte mit $|r| < m$ (Schweizer-Käse-Modell). — (Nach SYNGE (Proc. Roy. Irish Acad. 53A, 83, 1950) ist die SCHWARZSCHILDsche Singularität nur eine scheinbare, das euklidische Bild hätte demnach keine Löcher, sondern wäre für $|r| < m$ sogar zweiblättrig. D. Ref.) Just.

7101 Robert H. Kraichnan. *Special-relativistic derivation of generally covariant gravitation theory.* Phys. Rev. (2) 98, 1118—1122, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (New

York, N. Y., Columbia Univ.) Die NEWTONsche Gravitations-Theorie wird so verallgemeinert, daß sie die LORENTZ-Invarianz und das EINSTEINSche Äquivalenzprinzip erfüllt, aber zunächst noch mit dem flachen MINKOWSKI-Raum auskommt. Neben einer skalaren Gleichung, die der Erfahrung schon bei der Periheldrehung widerspricht, erhält man dabei die Tensorgleichung $\square g_{\alpha\beta} = \Theta^{\alpha\beta}$. Diese ist identisch mit der von GUPTA (Phys. Rev. **96**, 1683, 1954) und daher ersetzbar durch die EINSTEINSche $R_{\beta}^{\alpha} - \frac{1}{2} R \delta_{\beta}^{\alpha} + \kappa T_{\beta}^{\alpha} = 0$ mit der Neben-Bedingung $g^{\alpha\nu}{}_{,\nu} = 0$. Bis dahin geht Verf. methodisch genau umgekehrt vor wie GUPTA, der aus EINSTEINS Gleichung (im RIEMANNschen Raume) die im MINKOWSKI-Raum folgte. Stellt man jedoch irgendwelche anderen Bedingungen $\Psi^{\mu\nu}{}_{,\nu} = 0$ (mit $\Psi^{\mu\nu} =$ umkehrbares System von Funktionen der $g^{\alpha\beta}$), so gelangt man zu anderen, ebenfalls allgemein kovarianten Gleichungen. Vom jetzigen Standpunkt sind diese den EINSTEINSchen völlig gleichwertig, ihre physikalische Bedeutung soll später untersucht werden. Just.

7102 Amalkumar Raychaudhuri. *Relativistic cosmology*. I. Phys. Rev. (2) **98**, 1123—1126, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (Jadavpur, Calcutta, India, Indian Ass. Cultiv. Sci., Theor. Phys. Dep.) Die EINSTEINSchen Feldgleichungen fürs kosmologische Problem (im Energietensor nur die Dichte von Null verschieden) werden nur soweit vereinfacht, wie es ohne Einschränkung der Allgemeinheit möglich ist, es wird also keine Symmetrie oder gar Homogenität der Lösungen vorausgesetzt. Durch Einführung je eines Maßes für Anisotropie und Wirbelstärke läßt sich die allgemeine Expansionsformel eines inhomogenen Kosmos sehr vereinfachen. Für den wirbelfreien Fall kann Verf. daraus folgern, daß bei gegebenen Werten der „kosmologischen“ Konstanten Λ , der heutigen Dichte und des HUBBLE-Effektes das Weltalter t des homogenen Modells größer ist als das aller anderen. Bei inhomogenen Modellen wie dem von OMER (Astrophys. J. **109**, 164, 1949) darf aber Λ größer sein, wodurch OMER doch ein größeres Weltalter t erzielen konnte. In dem wegen seiner grundsätzlichen Einfachheit zu bevorzugenden Falle $\Lambda = 0$ kann jedoch eine Beachtung der Inhomogenität des Kosmos die (seit der bekannten Neubestimmung der HUBBLE-Konstanten!) Schwierigkeit seines zu kleinen Alters t nicht beheben. Just.

7103 Louis de Broglie. *Sur l'interprétation causale et non linéaire de la mécanique ondulatoire*. C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 441—444, 1953, Nr. 7. (17. Aug.) Verf. diskutiert verschiedene Gesichtspunkte eines kausalen Abänderungsversuchs der üblichen Wellenmechanik. Eine Korpuskel soll die „Zentralregion“ eines Wellenfeldes bilden. Das Feld soll objektiven Charakter besitzen und einer nicht-linearen Gleichung genügen. Die nicht-linearen Terme werden nur im Innern eines kleinen Bereichs wesentlich sein, der eben das Teilchen darstellt. Außerhalb dieses singulären Bereichs soll praktisch die übliche Wellenmechanik gelten. Grawert.

7104 Peter G. Bergmann and Irwin Goldberg. *Dirac bracket transformations in phase space*. Phys. Rev. (2) **98**, 531—538, 1955, Nr. 2. (15. Apr.)

Peter G. Bergmann. *Existence of Dirac generating functions*. Ebenda S. 544—545. (Syracuse, N. Y., Univ.) Verf. entwickeln zur Quantisierung klassischer Theorien folgende Vorstellung: Die klassische Theorie kann voll beschrieben werden, durch G die Gruppe der kanonischen Transformationen im Phasenraum bzw. die Gruppe der Kovarianz-erhaltenden Transformationen. Diese Gruppe enthält als Normalteiler N eine Untergruppe aller Transformationen, welche als Abbildungen eines Zustandes auf sich selbst nur in einem anderen Bild (Koordinaten-System) aufzufassen sind. Für die Quantisierung ist von der Faktorgruppe G/N auszugehen. DIRAC-Klammern sind Vertauschungen von Erzeugenden dieser Faktorgruppe. Grawert.

7105 W. K. Burton. *Canonical invariance in lagrangian quantum mechanics.* Phys. Rev. (2) **98**, 555—556, 1955, Nr. 2. (15. Apr.) (Glasgow, Sctol., Univ., Dep. Nat. Phil.) Diskussionsbeitrag zu SCHWINGERS Variationsformalismus der Quantenmechanik betreffend den Beitrag, den eine unitäre Transformation der dynamischen Variablen zur Variation der Transformationsfunktion liefert.

Grawert.

7106 Herman Feshbach. *Relativistic wave equations.* Phys. Rev. (2) **98**, 801—802, 1955, Nr. 3. (1. Mai.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Dep. Phys.) Verf. skizziert einen einfachen Vorgang zur Aufstellung und Reduktion relativistischer Wellengleichungen, die Teilchen mit $\text{Spin} > \hbar/2$ beschreiben.

Grawert.

7107 Robert T. Sharp and J. David Jackson. *Orthogonality of the Furry-Sommerfeld-Maue wave functions and their use in perturbation theory.* Phys. Rev. (2) **98**, 1128, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (Montreal, Can., McGill Univ. Dep. Math.)

7108 Jerome K. Pereus and George J. Yevick. *A new extension of collective coordinates for the many body problem.* Phys. Rev. (2) **98**, 1164, 1955, Nr. 4. (15. Mai.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (New York City; Stevens Inst. Technol.)

Grawert.

7109 Norman F. Ramsey. *Resonance transitions induced by perturbations at two or more different frequencies.* Phys. Rev. (2) **100**, 1191—1194, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Harvard Univ., Lyman Phys. Lab.; Les Houches, Hte-Savoie, France, Ecole Eté Phys. Théor.) Übergangswahrscheinlichkeiten für ein System, daß unter dem Einfluß einer Störung steht, die mit zwei oder mehreren Frequenzen oszilliert, werden diskutiert. Es wird gezeigt, daß die Resonanzfrequenz des durch die Störung einer Frequenz induzierten Überganges durch die Störungen anderer Frequenzen geändert wird. Die Verschiebungen der Resonanzfrequenz werden berechnet und die Anwendung der Ergebnisse auf Resonanzexperimente mit mehr als einem oszillierendem Feld, auf Molekularstrahlexperimente in einem nicht homogenen Feld und auf die Stoßverengung der Kernresonanzlinien werden diskutiert.

Nöldke.

7110 Irene A. Stegun and Milton Abramowitz. *Generation of Coulomb wave functions by means of recurrence relations.* Phys. Rev. (2) **98**, 1851—1852, 1955, Nr. 6. (15. Juni.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand., Comput. Lab.)

Grawert.

7111 L. C. Biedenharn, J. M. Blatt and M. E. Rose. *Some properties of the Racah and associated coefficients.* Rev. mod. Phys. **24**, 249—257, 1952, Nr. 4. (Okt.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Gegeben drei HILBERT-Räume, die nach der Drehgruppe ausreduziert sind, also HILBERT-Raumvektor $\Psi = \Psi(j, m)$, wo j ($j+1$) Drehimpuls-Quantenzahl, m die 3-Komponente. Bei der Ausreduktion des Produktraumes haben wir die beiden Möglichkeiten $(H_1 \times H_2) \times H_3$ und $H_1 \times (H_2 \times H_3)$; die Vektoren $\Psi_{(12)3}$ ($J \cdot M$) müssen sich als Linearkombination der $\Psi_{1(23)}$ ($J \cdot M$) schreiben lassen mit Koeffizienten, die zuerst von RACA-H untersucht wurden. Diese Koeffizienten gehen in die Winkelverteilung für Streuvorgänge usw. ein. Verff. geben algebraische Regeln und Tabellen für RACA-H Koeffizienten.

Grawert.

7112 I. Kay and H. E. Moses. *The determination of the scattering potential from the spectral measure function. II. Point eigenvalues and proper eigenfunctions.* Nuovo Cim. (10) **3**, 66—84, 1956, Nr. 1. (Jan.) (New York, Univ., Inst. Math. Sci.) Anschließend an die erste Arbeit über diese Untersuchungen (s. diese Ber. S. 599) wird gezeigt, wie man Operatoren gewinnt, die zu HAMILTON-Funktionen H führen, deren Spektren verschieden sind von der ungestörten HAMILTON-Funktion

H_0 . Es wird der Fall diskutiert, daß H_0 ein rein kontinuierliches Spektrum zwischen 0 und ∞ hat und H einen kontinuierlichen Teil, der mit H_0 zusammenfällt, und außerdem einige negative Eigenwerte.
Busz-Peuckert.

7113 I. Kay and H. E. Moses. *The determination of the scattering potential from the spectral measure function. III. Calculation of the scattering potential from the scattering operator for the one-dimensional Schrödinger equation.* Nuovo Cim. (10) 3, 276—304, 1956, Nr. 2. (1. Febr.) (New York Univ., Inst. Math. Sci.) Die früheren Untersuchungen (s. diese Ber. S. 599 und das vorstehende Ref.) wurden auf das Problem der Bestimmung des Streupotentials aus dem Streuoperator für die eindimensionale SCHRÖDINGER-Gleichung ($-\infty < x < \infty$) erweitert.

Busz-Peuckert.

7114 G. Breit and P. B. Daich. *Redistribution of classical and quantum densities.* Proc. nat. Acad. Sci., Wash. 41, 653—660, 1955, Nr. 9. (Sept.) (Yale Univ.) Die Dichte von Partikeln, die sich in einem Koordinatensystem von rechts nach links bewegen und dabei gegen eine vollständig reflektierende eindimensionale Potentialschranke anstoßen, läßt sich quantenmechanisch und klassisch berechnen. Es wird gezeigt, daß das Integral der quantenmechanischen Dichte, vom Schrankeninnern bis zu einem Knoten der Wellenfunktion auf der rechten Seite der Barriere genommen, gleich ist dem Integral der klassischen Partikeldichte, vom klassischen Wendepunkt bis zum gleichen Knoten der Wellenfunktion genommen, vorausgesetzt, daß die JEFFRIES-WENTZEL-KRAMERS-BRILLOUIN-Methode (JWKB) auf den Knoten angewendet wird. Ähnliches gilt im Falle der radialen Wellenfunktionen, bei dem die Integrale der Partikeldichten, quantenmechanisch und klassisch vom Ursprung des Koordinatensystems bis zu einem Knoten der radialen Wellenfunktion berechnet, gleich sind, wenn die JWKB-Methode auf den Knoten angewendet wird. Die Erweiterung der Relation auf den Fall zweier verschiedener Quantenzustände wird gegeben. Die Beziehung des Theorems zum Erfolg der semiklassischen Behandlung der COULOMB-Anregung wird veröffentlicht und weiterhin wird die Möglichkeit der Anwendungen auf Probleme der Wellengleichungen der klassischen Physik aufgezeigt.

Lamla.

7115 M. A. Melvin. *Fractional occurrence numbers of eigenstates.* Phys. Rev. (2) 99, 1663, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Florida State Univ.)

7116 J. R. Ponder and J. L. Synge. *Note on the initial-value problem for the wave equation in N dimensions.* Proc. R. Irish Acad. (A) 57, 151—159, 1955, Nr. 9. (Nov.)
Schön.

7117 Erik Eriksen. *The Pauli principle and the symmetry properties of many-electron wave functions.* Arch. Math. Naturv. 52, 73—83, 1954, Nr. 6. (Oslo, Univ., Inst. Theor. Phys.)
H. Ebert.

7118 Harry Zuhrt. *Eine quantenmäßige Darstellung der elektromagnetischen Felder beliebiger Frequenzen. I.* Elektrotech. Berl. 9, 347—350, 1955, Nr. 10. (Okt.) (Berlin.) Zusammenfassend wird über vier Arbeiten von ZUHRT berichtet, in denen der Verf. die Grundlagen für eine modellmäßige Quantenelektrodynamik aufstellt, mit deren Hilfe man die korpuskularen und undularen Eigenschaften elektromagnetischer Vorgänge erklären und quantitativ darstellen kann. Das Energiequantenmodell des elektromagnetischen Feldes wird als rotierende undurchdringbare Hohlkugel beschrieben, die folgende Eigenschaften hat: 1. Konstante Fortpflanzungsgeschwindigkeit c (Lichtgeschwindigkeit). 2. Konstante Energie $E = h\nu$ und Masse $M = E/c^2$ für ein Quant der Frequenz ν . 3. Gleichheit von Translations- und Rotationsenergie. 4. Eigendrehzahl des Quants $\nu = E/h$. 5. Rotationsachse senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung. 6. Das Energiequant

ändert seine Größe zwischen 0 und seinem Maximalwert entsprechend den vorhandenen Raumverhältnissen. 7. Gegenseitige Anziehung der Energiequanten bei großer Relativgeschwindigkeit im Berührungspunkt. Mit Hilfe dieses Modelles werden im folgenden Teil die Eigenschaften von elektromagnetischen Feldern im freien Raum sowie die Erscheinungen an den Grenzflächen gedeutet. Die Interferenz, die Beugung an Hindernissen und damit die Abhängigkeit der Beugungseffekte vom Verhältnis der Wellenlänge zu den Dimensionen des beugenden Hindernisses sowie die Reflexion lassen sich deuten und das Reflexionsgesetz herleiten. Im letzten Teil der Arbeit wird das Modell zur Darstellung der fortschreitenden elektromagnetischen Felder längs Leitungen herangezogen. Bayer.

7119 **K. F. Novobatzky.** *Bewegtes Dielektrikum.* Hung. acta phys. **1**, 25—34, 1949, Nr. 5. (Budapest Inst. Theor. Phys.) Für ein mit der Geschwindigkeit $v_r^{(r)}$ bewegtes Dielektrikum wird als LAGRANGE-Funktion angegeben: $L = \frac{1}{2} \mu \left\{ \frac{1}{2} F_{ik} F^{ik} - \kappa (2 + v_r v^r) F_i F^i \right\} \sqrt{-g}$ mit $\kappa = \epsilon \mu - 1$ und $F_i = F_{ir} v^r$. Durch Variation nach den g_{ik} wird der Spannungs-Energietensor T_{ik} gewonnen. Die phänomenologische Theorie der Dielektrika kann mit L nach den Methoden der Quantelung der Wellenfelder behandelt werden. Fengler.

7120 **Ph. Choquard.** *Traitément semi-classique des forces générales dans la représentation de Feynman.* Helv. phys. acta **28**, 89—157, 1955, Nr. 2/3. (31. Mai.) (Zürich, E. T. H.) H. Ebert.

7121 **W. J. Arehibald.** *Field equations from particle equations.* Canad. J. Phys. **33**, 565—572, 1955, Nr. 9. (Sept.) Unter Verwendung des mathematischen Formalismus der relativistischen Quantenmechanik wird der Zusammenhang zwischen Feld- und Partikelgleichungen dargestellt und gezeigt, wie sich verschiedene Feldgleichungen aus der relativistischen Form der HAMILTON-Gleichung für ein Teilchen herleiten lassen. In Feldern, wo die Energie in kleinen Bereichen konzentriert ist, erscheint diese gebündelte Energie bei Bewegung dem Beobachter als Massenteilchen mit der Ruhmasse 0 (Photonen) oder m_0 (Mesonen). Im Verlauf der Arbeit werden die elektromagnetischen Feldgleichungen und die Gleichungen des Mesonenfeldes mit der Partikelgleichung verknüpft. Bayer.

7122 **J. A. Spiers.** *A proposed notation for quantized angular momenta.* Proc. phys. Soc., Lond. (A) **68**, 50—51, 1955, Nr. 1 (Nr. 421 A). (1. Jan.) (Oxford, Clarendon Lab.) Um die Rechnungen mit gequantelten Drehmomenten, die häufig eine große Zahl von Symbolen erfordern, zu erleichtern und übersichtlicher zu machen, wird eine „kondensierte“ Bezeichnungsweise vorgeschlagen. Als Beispiel werden Ausdrücke für die Winkelkorrelation von zwei aufeinanderfolgenden Kernstrahlungen gegeben. Röbert.

7123 **Alex E. S. Green and Kiuck Lee.** *Energy eigenvalues for a spherical well with an exponentially diffuse boundary.* Phys. Rev. (2) **99**, 772—777, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Tallahassee, Florida, State Univ., Dep. Phys.) Eine Methode wurde entwickelt, die es gestattet, für ein kugelsymmetrisches Potential mit der exponentiellen Radialabhängigkeit $V(r) = -V_0 \exp \{[a - r]/\delta\}$ (Kastenpotential mit diffuser Begrenzung) die diskreten Eigenwerte in guter Näherung zu berechnen, und zwar für einen Bereich von Potentialparametern, der für die Probleme der Kernphysik von Interesse ist. Der dimensionslose Parameter δ charakterisiert den Grad der „Auflockerung“ der Begrenzung. Die Methode besteht darin, daß die Zentrifugalenergie im exponentiell diffusen Randbereich des Potentials durch einen approximativen Ausdruck ersetzt wird, der zu analytischen Lösungen der Wellengleichung führt. Die Berechnung der inneren und äußeren Wellenfunktion erfolgt mit Hilfe von speziell zu diesem Zweck numerisch berechneten graphischen

Darstellungen und Tabellen. Das Problem ist besonders im Hinblick auf das Independent-Particle-Modell von Interesse, da die Hoffnung besteht, daß bisher nicht geklärte Diskrepanzen beseitigt werden können, wenn statt der Eigenwerte und Eigenfunktionen für ein Kastenpotential solche für das obige Potential verwendet werden.

R. Bock.

7124 Per-Olov Löwdin. *Studies of atomic self-consistent fields. I. Calculation of Slater functions.* Phys. Rev. (2) **90**, 120—125, 1953, Nr. 1. (1. Apr.) (Chicago, Ill., Univ., Dep. Phys.; Uppsala, Swed., Univ., Inst. Mech. Math. Phys.) Im Hinblick auf die Theorie der Moleküle und Kristalle wurde eine verbesserte Technik entwickelt, um numerisch nach der self-consistent-field Methode gegebene Radialanteile der Atomwellenfunktionen mittels SLATERScher analytischer Funktionen anzunähern. Jede in den Wasserstoffeigenfunktionen auftretende Exponentialfunktion wird durch eine Summe mehrerer Exponentialfunktionen ersetzt. Die für jede Bahn verschiedenen Exponenten und Koeffizienten wurden durch sukzessive Approximation bestimmt. Angegeben sind die 3p-Funktion von Cl⁻ und die 1s-, 2s-, 2p-Funktionen von F⁻, Na⁺, C (¹D), N (²P) und O (¹S). Eine Interpolationsregel für die Koeffizienten wird angegeben, die sich bei den 1s-Funktionen der heliumähnlichen Ionen und den 2p-Funktionen der neonähnlichen Ionen gut bewährt. Die Genauigkeit liegt in allen Fällen bei 0,001.

Böhning.

7125 Per-Olov Löwdin. *Studies of atomic self-consistent fields. II. Interpolation problems.* Phys. Rev. (2) **94**, 1600—1609, 1954, Nr. 6. (15. Juni.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Phys. Dep.; Uppsala, Swed., Univ., Inst. Mech. and Math. Phys.) Die Untersuchung der tabellierten self-consistent-field-Funktionen zeigt, daß sich für sie in Analogie zu den wasserstoffähnlichen Funktionen jeweils bezüglich gewisser Eigenschaften der Funktionen (wie Lage und Größe der Extremwerte, Ableitung im Nullpunkt, Lage der Knoten, Eigenwerte) ein Parameter, die „effektive Kernladungszahl“ Z_{eff} definieren läßt, die für eine Reihe aufeinanderfolgender Atome oder Ionen eine fast lineare Funktion der Ordnungszahl ist und sich deshalb gut für Interpolationszwecke eignet. Der Logarithmus einer self-consistent-field-Funktion geteilt durch ein Polynom, das dieselben Nullstellen hat, wie die Funktion selbst, kann zur Interpolation der self-consistent-field-Funktion als ganzer verwendet werden.

Böhning.

7126 A. O. Williams jr. *Two-electron self-consistent field.* Phys. Rev. (2) **90**, 803—807, 1953, Nr. 5. (1. Juni.) (Providence, Rhode Isl., Brown Univ., Dep. Phys.) Um die Vorteile und Schwierigkeiten abzuschätzen, die mit der von STEVENSON angegebenen Erweiterung der self-consistent-field Methode im Fall der Polarisationswechselwirkung zweier äußerer Elektronen verbunden sind, wurde das H⁻-Ion numerisch berechnet. Die Zweielektronenwellenfunktion ist im Grundzustand ($1s^2$) das Produkt zweier Einelektronenradialfunktionen und einer Funktion des Winkels zwischen den beiden Radien. Die notwendigen Berechnungen bis zum Beginn der eigentlichen HARTREE-Rechnung wurden durchgeführt. Durch Störungsrechnung wurden die Korrekturen für die Gesamtenergie abgeschätzt. Sie liefern eine positive Elektronenaffinität für H⁻ von 0,23 eV. Es erscheint nicht sicher, daß diese Methode, Polarisationseffekte zu berücksichtigen, besondere Vorzüge bietet.

Böhning.

7127 Frederick L. Searl. *Spectrum and nonrelativistic limit of a Bethe-Salpeter equation.* Phys. Rev. (2) **100**, 912—923, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys., Lab. Nucl. Sci.) Das Eigenwertspektrum der durch Wick eingeführten relativistischen Zweikörpergleichung wird im Detail für willkürliche Bindungsenergie untersucht. Es wird verifiziert, daß es für jede beliebige nichtverschwindende Bindungsenergie ein vollständiges diskretes Spektrum

erlaubter Kopplungskonstanten gibt und daß dies Spektrum durch die vier Quantenzahlen n , l , m und κ indiziert ist. Es wird gezeigt, daß im Grenzfall verschwindender Bindungsenergie alle Eigenwerte gegen Null gehen. Die Reihe der Kopplungskonstanten mit $\kappa = 0$ entspricht am besten der BALMER-Formel. Die Wellenfunktionen werden ebenfalls untersucht im Hinblick auf gewisse vorgeschlagene Randbedingungen und werden mit den nichtrelativistischen Atomwellenfunktionen des Wasserstoffs verglichen. Es wird wiederum gefunden, daß alle Zustände mit $\kappa = 0$ am besten den nichtrelativistischen Zuständen entsprechen, daß aber die „unechten“ Zustände mit $\kappa > 0$ nicht akzeptabel sind. Mögliche Verallgemeinerungen dieser Resultate werden diskutiert. (Übersetzung d. Zusammenf.)

Daniel.

7128 **H. Preuss.** *Abschätzung für Zweizentrenintegrale.* Z. Naturf. **8a**, 270—272, 1953, Nr. 4. (Apr.) (Hamburg, Univ., Inst. theor. Phys.) Verf. schätzt Austauschintegrale, die bei quantentheoretischen Rechnungen zur chemischen Bindung auftreten, mit Hilfe gewisser einfacherer COULOMB- und Überlappings-Integrale nach oben und nach unten ab.

Grawert.

7129 **J. W. Sheldon.** *Use of the statistical field approximation in molecular physics.* Phys. Rev. (2) **99**, 1291—1301, 1955, Nr. 4. (15. Aug.) (Wilson Point, South Norwalk, Conn.) Aus einem Variationsprinzip werden die DIRACschen statistischen Feldgleichungen für ein beliebiges Molekül zusammen mit den Randbedingungen und einem allgemeinen Virialsatz gewonnen. Es ergeben sich ferner Gleichungen, durch die die Kräfte zwischen den Kernen mit der kinetischen Energie in Beziehung stehen. Numerische Lösungen für das Stickstoffatom werden graphisch dargestellt. Die numerischen Resultate in Verbindung mit theoretischen Argumenten zeigen, daß das statistische Feld wohl nicht für jedes Molekül gebundene Zustände liefert.

Böhning.

7130 **Edward A. Mason and William E. Rice.** *The intermolecular potentials for some simple nonpolar molecules.* J. chem. Phys. **22**, 843—851, 1954, Nr. 5. (Mai.) (Madison, Wisc., Univ., Dep. Chem., Naval Res. Lab.) Zur Bestimmung der Parameter des intermolekularen Potentials $\varphi(r) = \epsilon_1(1 - 6/\alpha) \cdot [6/\alpha \cdot \exp[\alpha(1 - r/r_m)] - (r_m/r)^6]$ (r Abstand der Moleküle, ϵ Potentialtiefe, r_m Koordinaten des Potentialminimums, α Maß für die Steilheit des Abstoßungspotentials) wurden die experimentellen Daten für die Viskositätskoeffizienten, die zweiten Virialkoeffizienten und für Kristalleigenschaften der Gase Ne, Ar, Kr, Xe, CH₄, N₂, CO, O₂ und CO₂ analysiert. Für Gase mit kugelsymmetrischen Molekülen gelang es mit einem einzigen Satz von Potentialparametern die Daten der genannten Größen zu befriedigen und darüber hinaus mit den experimentellen Daten für andere Transporteigenschaften mit ausreichender Genauigkeit Übereinstimmung zu erzielen. Das einfachere Zweiparameter-Potential von LENNARD und JONES $\varphi(r) = \epsilon[(r_m/r)^{12} - (r_m/r)^6]$ wurde zum Vergleich herangezogen und ergibt ebenfalls gute Übereinstimmung für die betrachteten kugelsymmetrischen Moleküle (dagegen nicht für He und H₂). Für Gase, deren Moleküle von der Kugelsymmetrie beträchtlich abweichen, waren mindestens zwei verschiedene Sätze von Potentialparametern notwendig, um für verschiedene Eigenschaften die richtigen Ergebnisse zu erhalten. Diese Tatsache wird von Verf. darauf zurückgeführt, daß die Annahme zentraler intermolekularer Kräfte und elastischer Zusammenstöße, die in den elementaren Gastheorien gemacht werden, für die meisten realen Gase nicht zutreffend sind.

R. Bock.

7131 **Robert Jastrow.** *Many-body problem with strong forces.* Phys. Rev. (2) **98**, 1479—1484, 1955, Nr. 5. (1. Juni.) (Washington, D. C., Naval Res. Lab., Nucleon. Div.; Hew Haven, Conn., Yale Univ., Sloane Phys. Lab.) Verf. betrachtet ein N-

Teilchen-System mit starken Wechselwirkungen und macht für die Wellenfunktion, den Variationsansatz: Produkt von Zwei-Teilchen-Funktionen. Der zu variierende Ausdruck (Ψ , $H\Psi$) wird über eine Reihenentwicklung nach der Teilchendichte ausgewertet. Berechnung der Nullpunkts-Energie und der radialen Teilchen-Verteilungsfunktion für ein Gas aus starren Kugeln bei BOSE- und FERMI-Statistik. Grawert.

7132 **T. P. Das and R. Behrson.** *Quadrupole polarization of charge-clouds in ions.* Phys. Rev. (2) **100**, 1792, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Cornell Univ., Dep. Chem.) Schön.

7133 **Paula Feuer.** *Electronic states in a perturbed periodic lattice.* Phys. Rev. (2) **99**, 1092—1097, 1955, Nr. 4. (15. Aug.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ.) Lösungen der eindimensionalen SCHRÖDINGER-Gleichung für ein gestörtes periodisches Potential werden abgeleitet und verschiedene Typen von Störpotentialen betrachtet. Madelung.

7134 **Theodor Heuss.** *Über die Bewertung der modernen Technik.* Phys. Bl. **12**, 145—150, 1956, Nr. 4. (Apr.) (Bonn.) Schön.

7135 **Adrien Jaquerod.** *Wissenschaft und Zeitmessung.* Endeavour **13**, 134—139, 1954, Nr. 51. (Juli.) Weidemann.

7136 **Alfred Kuhlenskamp.** *Physik und Mathematik in der Feinwerktechnik.* Phys. Bl. **12**, 212—220, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Braunschweig.) Schön.

7137 **H. Rawson.** *A note on oxidation resistant coatings on molybdenum and their use in glass seals for mercury lamps.* J. Soc. Glass. Tech. **39**, 211T—214T, 1955, Nr. 189. (Aug.) (Rugby, Brit. Thomson-Houston Co., Ltd., Res. Lab.) Eine zu starke Oxydation des Metalls muß verhindert werden, z. B. durch ein eng passendes übergezogenes Glasrohr und schnelles Verschmelzen; richtige Temperatur, geeignete Glassorten. Es empfiehlt sich auch, einen Apparateteil, der Einschmelzungen hat, mit einem Schutzmantel zu umgeben. Ferner hat sich vorheriges Silizieren der Metalle sehr bewährt. H. Ebert.

7138 **Leopold Hiesinger.** *Einfacher Strömungsversuch zur Demonstration der Wirkungsweise einer Diffusionspumpe.* Phys. Bl. **12**, 156—162, 1956, Nr. 4. (Apr.) (Hanau.) Schön.

7139 **H. A. Johansen and Sherman May.** *An improved split graphite resistor furnace.* Rev. sci. Instrum. **24**, 1147—1149, 1953, Nr. 12. (Dez.) (Albany, Oreg., Bur. Mines, U. S. Dep. Interior.) Ein Graphit-Schlitzrohr-Ofen wird beschrieben, der gegenüber dem von KROLL konstruierten einige Verbesserungen aufzuweisen hat. Diese bestehen vor allem in einer einwandfreien Abdichtung der Bodenplatte und in der Verwendung von Kupferrohren zur Stromzuführung und zur gleichzeitigen Zuführung des Kühlwassers. Die Bodenplatte wurde aus zwei porenfreien Gußstücken aus sauerstofffreiem Kupfer hergestellt. Alle Teile sind mit Silber verlötet. Zur Wärmeisolierung dient Holzkohle, die mit einem zylindrischen feuerfesten Stein aus Siliciumkarbid umgeben ist. Oxydhaltige feuerfeste Steine sind hierfür möglichst zu vermeiden, da das Graphitrohr sonst infolge von Karbid- und CO-Bildung angegriffen wird. Eine Konstruktionszeichnung enthält alle wesentlichen Einzelteile und Maße. Mit diesem Ofen wurde bei 18 Volt und 2300 Amp eine Temperatur von 2600°C erreicht. Der Strom wurde einem Salzbad-Transformator entnommen. R. Bock.

7140 **R. Plank.** *Die Unterkühlung von verflüssigtem Kältemittel durch angesaugte Kältemitteldämpfe.* Kältetechnik **7**, 282—283, 1955, Nr. 10. (Okt.) (Karlsruhe.) Bekanntlich kann bei Kompressionskältemaschinen durch Verwendung eines

Wärmeaustauschers, durch den das zum Verdampfer gehende, flüssige Kältemittel im Gegenstrom zum verdampften Kältemittel unter seine Kondensationstemperatur abgekühlt, d. h. im Sprachgebrauch der Kältetechnik „unterkühlt“ wird, die Kälteleistung erhöht werden. Dabei tritt dann das Kältemittel überhitzt in den Kompressor ein. Eine gleich große Überhitzung läßt sich aber auch erreichen, wenn das Kältemittel nach seiner Verdampfung durch Wärmeaufnahme aus dem zu kühlenden Gut überhitzt wird. Wie sich leicht zeigen läßt, ist die im Kompressor aufzuwendende Arbeit, sowie auch die gesamte Kälteleistung — die sich im 2. Fall aus der Verdampfungs- und Überhitzungswärme zusammensetzt — die gleiche. Dies könnte als Widerspruch zum II. Hauptsatz angesehen werden, denn bei gleichem Arbeitsaufwand wird die gleiche Kältemenge aber bei teilweise verschiedenen Temperaturen erzeugt. Der Widerspruch klärt sich dadurch auf, daß die Entropiezunahme bei der Entspannung im 2. Fall größer ist als im 1.

P. Grassmann.

7141 W. C. White. *New electric device to detect leaks of inflammable gases*. Elect. Engng., N. Y. **73**, 806—808, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Co., Res. Lab.) Bei bestimmten Herstellungsmethoden ist Aluminiumoxyd mit einem Zusatz von Alkalisalzen oberhalb von 300°C ein fester Ionenleiter, dessen Oberflächenleitfähigkeit durch das umgebende Gas, insbesondere durch Wasserdampf, natürliches Gas, Alkoholdampf und Wasserdampf, beeinflußt werden kann. Diese Eigenschaft wird zum qualitativen Nachweis störender Gase in einer gleichrichterartigen Anordnung benutzt, die aus dem Keramik-Körper, einer geheizten und einer kalten Elektrode besteht.

Herbeck.

7142 John C. West and P. N. Nikiforuk. *The response of remote-position-control systems with hard-spring non-linear characteristics to step-function and random inputs*. Proc. Instn elect. Engrs (B) **102**, 575—595, 1955, Nr. 5. (Sept.) (Manchester, Univ., Elect. Engng. Dep.)

7143 A. T. Fuller. *The adjustment of control systems for quick transient response*. Proc. Instn elect. Engrs (B) **102**, 596—601, 1955, Nr. 5. (Sept.) (Cambridge, Univ., Dep. Engng.)

7144 H. H. Rosenbrock. *The integral-of-error-squared criterion for servo mechanisms*. Proc. Instn elect. Engrs (B) **102**, 602—607, 1955, Nr. 5. (Sept.) (Costain-John Brown Ltd.)

H. Ebert.

II. Mechanik

7145 D. Williamson. *A precision dynamic balancer (for small gyroscopes)*. Electron. Engng **27**, 53—59, 1955, Nr. 324. (Febr.) (Ferranti Ltd.) Die beim dynamischen Ausbalancieren bzw. Auswuchten von rotierenden Massen auftretenden Probleme werden diskutiert. Es gibt zwei Arten von Geräten zur Messung und Kompensierung solcher dynamischer Wuchtfehler, die Resonanz- und Nichtresonanz-Type. Die Vorteile und Nachteile der ersten Art werden diskutiert. Es wird ein neues Gerät der zweiten Art entwickelt und der mechanische Aufbau sowie die elektrische Verstärkerschaltung eingehend beschrieben. Ein sehr einfaches und betriebsbereites Mustergerät zur Verwendung an kleinen elektrischen Gyroskopen erlaubt es die Lage und Größe der auftretenden dynamischen Kräfte bei

nicht richtiger Auswuchtung anzugeben, die kleiner als $0,1 \text{ mg} \cdot \text{cm}$ sind. Auf weitere Anwendungen, z. B. das Auswuchten von drehbaren Radar-Antennen, wird eingehend hingewiesen.

B. Krüger.

7146 H. Johannsen. *Die Einführung der Feinwaagen- und Feingewichtseichung in Deutschland.* *Feinw. Tech.* **95**, 249, 1955, Nr. 7. (Juli.) Kurze Beschreibung der Verhältnisse, unter denen Analysenwaagen und Analysengewichte amtlich geeicht werden können und müssen.

E. Hess.

7147 Floyd A. Mauer. *An analytical balance for recording rapid changes in weight.* *Rev. sci. Instrum.* **25**, 598—602, 1954, Nr. 6. (Juni.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Es wurde eine Waage konstruiert, die es gestattet, rasche Gewichtänderungen mit einer Genauigkeit von $0,5\%$ bei einer Belastung von etwa 100 mg zu verfolgen. Ein Lichtstrahl wird an einem an der Waage angebrachten Spiegel in eine Photozelle reflektiert, der Strom wird verstärkt und durch eine im Magnetfeld befindliche Spule geschickt. Auf diese Weise wird ein automatischer Ausgleich erzielt. Registriert wird der Spannungsabfall über einen Resistor in Serie mit der Spule, der Ausschlag ist dem Gewicht direkt proportional und kann in mg abgelesen werden. Um Oszillationen der Waage zu vermeiden, wurde ein elektronischer Kreis verwandt, der eine Geschwindigkeitsdämpfung bewirkt. Die Dimensionierung der einzelnen Teile ist angegeben, ebenso der Schaltkreis. Die Waage wurde zur Untersuchung der Dehydratation von Kaolin benutzt.

M. Wiedemann.

7148 G. Narsimhan. *Unstability of self-excited systems.* *J. phys. Chem.* **59**, 574 bis 575, 1955, Nr. 6. (17. Juni.) (Nagpur, Ind., Univ., Laxminarayan Inst. Technol., Dep. Chem. Engng.) Für die Schwingungen einer gestreckten Membran sehr geringer Dicke, die zu einem System gehört, das unter einem inneren Druck steht, wird eine partielle Differentialgleichung abgeleitet und gelöst. Die Amplitude oder Verschiebung ist eine Funktion des Drucks. Daher kann eine Eichung für den ursprünglichen Reaktionsdruck vorgenommen werden und dann aus der Verschiebung der neue Druck und damit die Reaktionsgeschwindigkeit ermittelt werden.

M. Wiedemann.

7149 Ludwig Föppl und Ernst Mönch. *Die Spannungsoptik als Beispiel für die Zusammenarbeit von Physiker und Ingenieur.* *Phys. Bl.* **12**, 221—228, 1956, Nr. 5. (Mai.) (München.)

Schön.

7150 G. Liebmann. *The solution of plane stress problems by an electrical analogue method.* *Brit. J. appl. Phys.* **6**, 145—157, 1955, Nr. 5. (Mai.) (Aldermaston, Berks., Assoc. Elect. Industr., Ltd.)

7151 W. Snowdon. *The disturbance of stress in an infinite plate by a lemniscate-shaped hole.* *Brit. J. appl. Phys.* **6**, 220—223, 1955, Nr. 6. (Juni.) (Nottingham, Univ.)

H. Ebert.

7152 S. Iguchi. *Die Eigenschwingungen und Klangfiguren der vierseitig freien rechteckigen Platte.* *Ingen.-Arch.* **21**, 303—322, 1953, Nr. 5/6. (Muroran, Japan, T. Univ.) Verf. gibt die Lösungen der Differentialgleichung der Biegeschwingungen einer allseitig freien Rechteckplatte unter strenger Erfüllung der Randbedingungen an. Die Eigenschwingungsflächen werden nach ihrer Symmetrie bzw. Antisymmetrie in bezug auf die Mittellinien und Diagonalen in drei Hauptgruppen mit jeweils mehreren Untergruppen eingeteilt. Als Anwendung werden die jeder Schwingungsart entsprechenden Eigenwerte für eine quadratische Platte numerisch berechnet und die daraus hervorgehenden Knotenfiguren der Schwingungsfläche angegeben. Sie stimmen mit den von CHLADNI ermittelten und vom Verf. experimentell bestätigten Klangfiguren befriedigend überein.

G. W. Becker.

7153 U. S. Nigama. *Fragmentation of glass plates.* Proc. nat. Inst. Sci. India (A) **21**, 161—164, 1955, Nr. 3. (28. Mai.) (New Delhi, Modern School.) Zur Aufklärung der Vorgänge beim Flächenbruch wird die Größenverteilung der Bruchstücke von Glasplatten untersucht und nach der Theorie von F. C. AULUCK und D. S. KOTHARI (s. diese Ber. **34**, 840, 1955) ausgewertet. In einer größeren Anzahl von Versuchen wurden Glasplatten verschiedener Größe aus horizontaler Lage und verschiedener Höhe auf den Fußboden fallen gelassen. Die Bruchstücke jeder Platte wurden getrennt gesammelt und gewogen (Genauigkeit 10^{-3} g). Für Bruchstücke unter $5 \cdot 10^{-3}$ g wurde durch gemeinsame Wägung nur die durchschnittliche Masse ermittelt. Bruchstücke unter 10^{-4} g wurden nicht berücksichtigt. In der Auftragung der Zahl der Bruchstücke über der Masse ($\log N(m)$ über $m^{1/2}$) zeigen sich drei typische Gruppen. Große und mittlere Bruchstücke liegen jeweils auf einer Geraden wie es auch die Theorie fordert; die Zahl der Bruchstücke steigt mit der Fallhöhe. Die Entstehung von verschiedenen Geraden für mittlere und große Bruchstücke soll in einer weiteren Arbeit geklärt werden.

Vieth.

7154 M. A. Melvin and J. W. Burgeson. *Resiliency of pure metals.* Phys. Rev. (2) **99**, 1663, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Florida State Univ.)
Schön.

7155 J. Pawlowski. *Einige Bemerkungen zu verschiedenen Fragen der Rheologie.* Kolloidzshr. **143**, 92—97, 1955, Nr. 2. (Sept.) (Leverkusen, Farbenfbkn. Bayer.) Verf. setzt sich mit einer Kritik von SCHULTZ-GRUNOW (s. diese Ber. S. 1307) an zwei Arbeiten (s. diese Ber. **33**, 31, 1954; **34**, 1071, 1955) auseinander. Es wird gezeigt, daß für die Darstellung rheologischer Gesetze nicht nur die Form $\tau = F(\dot{\gamma})$ (τ Schubspannung, $\dot{\gamma}$ Deformationsgeschwindigkeit) physikalisch sinnvoll ist, sondern ebenso $\tau = f(\dot{\gamma}) \cdot \gamma = \eta \cdot \dot{\gamma}$. Der letzte Ausdruck ist eine notwendige Folge der tensoriellen Schreibweise. Wie Verf. zeigt, ist das HELMHOLTZsche Prinzip von der minimalen Wärmedissipation nicht nur auf triviale Fälle bei Strömungen anwendbar. Es wird gleichfalls bewiesen, daß die Ableitungen des Verf. keinen Widerspruch gegen den zweiten Hauptsatz darstellen, sondern sogar identisch mit von SCHULTZ-GRUNOW entwickelten Beziehungen sind. Die von SCHULTZ-GRUNOW vertretene Ansicht, daß für eine rheologische Beziehung zwischen Schubspannung und Deformationsgeschwindigkeit stets eine Form $\tau/A = f(\dot{\gamma}/C)$ (A, C , Konstante) gefunden werden kann, hält der Verf. für eine unzumutbare Beschränkung auf eine bestimmte Gruppe von Funktionen.

W. Weber.

7156 Hilda Geiringer. *Simple waves in the complete general problem of plasticity theory.* Proc. nat. Acad. Sci., Wash. **37**, 214—220, 1951, Nr. 4. (Apr.) (Wheaton Coll., Dep. Math.) Für das vollständige Problem des ebenen idealen plastischen Körpers, das durch fünf Gleichungen bestimmt ist (zwei Gleichgewichtsbedingungen für die Spannungen, eine Fließbedingung und zwei Beziehungen zwischen den Spannungs- und Deformationskomponenten) werden mittels der Charakteristiken die Differentialgleichungen für die Geschwindigkeitskomponente aufgestellt und bei gegebenen Anfangsbedingungen Näherungslösungen für den ebenen Deformationszustand angegeben. Es werden dann genaue Lösungen abgeleitet für den Fall einfacher Wellen. In diesem Fall sind die Charakteristiken einer Schar in der xy -Ebene Geraden, und längs jeder Geraden ist der Spannungsparameter s , vermittelt dessen sich die Fließbedingung in der Form $\sigma_1 = \sigma_1(s)$, $\sigma_2 = \sigma_2(s)$ (σ_1 Hauptspannungen) schreiben läßt, konstant. Die Lösungen ergeben sich als Lösung zweier linearer gewöhnlicher Differentialgleichungen.

Kochendörfer.

7157 N. Thompson, C. K. Coogan and J. G. Rider. *Experiments on aluminium crystals subjected to slowly alternating stresses.* J. Inst. Met. **84**, 73—80, 1955, Nr. 3.

(Nov.) (Bristol, Univ., H. H. Wills Phys. Lab.) Zunächst wird eine Apparatur beschrieben, mittels der es möglich ist, langsam alternierende Zug- und Druckspannungen auf einen Probestab auszuüben. (Dauer einer Periode: 4 min, Anzahl der Perioden: bis einige tausend.) Die Spannungen liegen bei einigen g/mm², die Dehnungen zwischen 10⁻³ und 10⁻⁶. Die Dehnung wird kapazitiv gemessen. Folgende Ergebnisse werden eingehender behandelt: Gestalt und Breite der Hysteres-Schleife, Art und Weise des Kriechens beim Unterbrechen der alternierenden Beanspruchung, Einfluß des Kriechens auf die weiteren Hysteres-Schleifen, Beziehung zwischen Kriechen und Verfestigung. Schließlich wird noch ein Verfestigungsmodell angegeben, das die beobachteten Erscheinungen erklären kann.
German.

7158 **Josef Schurz.** *Die Berechnung der Schubspannung für das Kugelfall-Viskosimeter.* Naturwissenschaften **42**, 339—340, 1955, Nr. 11. (Juni.) (Graz, Univ., Inst. Theor. u. Phys. Chem.) Mittelt man beim Kugelfall-Viskosimeter das Geschwindigkeitsgefälle über die Strecke Kugel-Fallrohrwand, so erhält man als mittlere Schubspannung $\tau_m = \eta v / (R - r)$. v Fallgeschwindigkeit der Kugel, R , r Radien von Fallrohr und Kugel. Setzt man für die Viskosität η den Wert aus dem STOKESSchen Fallgesetz für die frei fallende Kugel ein, ergibt sich $\tau_m = 2 r^2 g \Delta \rho / 9 (R - r)$. Für die maximale Schubspannung an der Kugel τ_{\max} leitet der Verf. auf einfachem Wege den Ausdruck $\tau_{\max} = g r \Delta \rho / 3$ ab. (Der Ausdruck ist identisch mit dem Ergebnis aus der STOKESSchen Rechnung für die frei fallende Kugel. D. Ref.). τ_m und τ_{\max} werden für verschiedene Kugelgrößen und Fallrohreweiten verglichen, hauptsächlich um abzuschätzen, welche Größen der Schubspannung bei praktischen Messungen mit dem Kugelfall-Viskosimeter auftreten. (Die Abschätzung ist aber nur sinnvoll, wenn $R \gg r$ ist, da sonst die Voraussetzungen der Ableitung nicht mehr erfüllt sind. D. Ref.)
W. Weber.

7159 **C. J. Raw.** *A relation between the activation energy for viscous flow and the Lennard-Jones (12,6) potential parameter, e/k .* J. chem. Phys. **22**, 1627, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Pietermaritzburg, S. Afr., Univ. Natal, Dep. Chem., Chem. Technol.) Zwischen der Aktivierungsenergie des viskosen Flusses ΔE_{vis} , wie sie sich aus der Temperaturabhängigkeit der Viskosität ergibt, und den Parametern beim LENNARD-JONES (12—6) Modell für das intermolekulare Potential wird für normale Flüssigkeiten mit unpolaren symmetrischen Molekülen die Beziehung $\Delta E_{\text{vis}} \approx 4,5 \mu/k \text{ cal/Mol}$ abgeleitet. Bei A, N₂, CO und CH₄ ist sie annähernd erfüllt. Die Abweichungen bei O₂ sind wohl durch die paramagnetischen Eigenschaften bedingt.
M. Wiedemann.

7160 **D. Tollenaar and M. C. Bisschop.** *The bar viscometer.* J. Colloid Sci. **10**, 151—155, 1955, Nr. 2. (Apr.) (Amsterdam, Res. Inst. T. N. O. for Printing and Allied Industr.) Verff. beschreiben ein Stab-Viskosimeter, das die Scherung zwischen zwei achsial bewegten konzentrischen Zylindern, ähnlich den Viskosimetern von SEGEL und POCHETTINO benutzt. Ein Stab von 38 mm Länge und 20 mm Durchmesser gleitet durch einen 20 mm breiten Ring mit 20,05 mm Durchmesser, in dem die Flüssigkeit geschert wird. Der Stab wird durch Gewichte belastet, bzw. zur Änderung des Meßbereiches durch Gegengewichte entlastet. Die angewendeten Schubspannungen liegen über 10⁴ dyn/cm², trotz der hohen Schergeschwindigkeiten ist die Erwärmung der Flüssigkeit zu vernachlässigen. Es werden mehrere Meßbeispiele an NEWTONschen und nicht-NEWTONschen Flüssigkeiten gegeben.
W. Weber.

7161 **U. Rost.** *Das Viskositäts-Temperatur-Verhalten von Flüssigkeiten.* Kolloid-zschr. **142**, 132—150, 1955, Nr. 2/3. (Juli.) (Göttingen, Max-Planck-Inst. Strömungsf., Abt. Reibungsf.) Den Ausgangspunkt der Arbeit bildet die praktische

Brauchbarkeit der von VOGEL (s. diese Ber. 3, 249, 1922) angegebenen Gleichung für die Darstellung der Temperaturabhängigkeit der Viskosität von Flüssigkeiten, deren Form einen Zusammenhang mit dem BOLTZMANNschen Energieverteilungsgesetz, also mit statistischen Betrachtungen, vermuten läßt. Solche statistischen Viskositätstheorien sind 1934 von ANDRADE und 1936 von EYRING aufgestellt worden. Die EYRINGSche Viskositätsformel wird vom Verf. auf einem anderen Wege als in der Originalarbeit ohne Zuhilfenahme der statistischen Theorie der chemischen Reaktionen abgeleitet. Bei der Theorie von ANDRADE wird versucht, die Gedankengänge schärfer herauszuarbeiten und die Mängel aufzuzeigen. Durch Abschätzung der Stärke der Temperaturabhängigkeit der einzelnen in den Formeln auftretenden Größen und Vernachlässigung schwächerer Temperaturabhängigkeiten gegenüber stärkeren, kann man aus den Formeln von EYRING und ANDRADE Ausdrücke erhalten, die sich in der Form der Temperaturabhängigkeit nicht mehr voneinander unterscheiden. Zu einer Formel gleicher Gestalt gelangt man auch mit einer Theorie von BORN und GREEN, in der die statistische Betrachtungsweise auch auf die Anordnung der Moleküle in der Flüssigkeit ausgedehnt wird. Berücksichtigt man schließlich noch, daß auch die in der aus den drei Theorien resultierenden Formel auftretende Energie temperaturabhängig ist, so erhält man schließlich in erster Näherung die VOGELsche Formel (aus der Zusammenfg. d. Verf.).

W. Weber.

7162 E. N. da C. Andrade. *Die Viskosität von Flüssigkeiten*. Endeavour 13, 117—127, 1954, Nr. 51. (Juli.) Weidemann.

7163 H. Richter und W. Müller. *Zur Tschaplyginschen Hodographenmethode bei Unterschallströmungen mit Zirkulation*. Z. angew. Math. Mech. 35, 1—11, 1955, Nr. 1/2. (Jan./Febr.) (Haltingen; Weil/Rh.) Die Profilströmung eines Gases mit linearer Adiabate wird mittels einer analytischen Funktion in der transformierten und gespiegelten Hodographenebene beschrieben. Durch funktionentheoretische Diskussion dieser im allgemeinen mehrdeutigen Funktion ergibt sich die umkehrbar-eindeutige Zuordnung einer inkompressiblen Strömung, sowie Formeln für die Luftkräfte. Die Ergebnisse waren z. T. schon von anderen Autoren auf andere Weise gefunden worden.

Wecken.

7164 Henri Cabannes. *Étude de la courbure au sommet d'une onde de choc attachée dans un écoulement plan non stationnaire*. C. R. Acad. Sci., Paris 235, 698—700, 1952, Nr. 14. (6. Okt.) Ein spitzes Profil mit anliegender Kopfwelle dreht sich (nicht notwendig gleichförmig) um die Spitze. Mittels Reihenentwicklungen in Polarkoordinaten ergibt sich die Stoßwellenkrümmung an der Spitze als Funktion der Anströmung, des Profilwinkels an der Spitze, der Profilkrümmung und der Winkelgeschwindigkeit. Diese Funktion wird diskutiert.

Wecken.

7165 Akira Sakurai. *The flow due to impulsive motion of a wedge and its similarity to the diffraction of shock waves*. J. phys. Soc. Japan 10, 221—228, 1955, Nr. 3. (März.) (Tokyo Elect. Engng. Coll.) Theoretische Untersuchung eines plötzlich in Bewegung gesetzten Keiles, in enger Analogie zur Beugung einer ebenen Stoßwelle am Keil und mit den für letzteren Fall von LIGHTHILL und anderen entwickelten Methoden. In Grenzfällen (z. B. kleiner Keilwinkel, kleine MACH-Zahl) Linearisierung und analytische Behandlung, sonst qualitative Aussagen. — Z. T. die gleichen Überlegungen bei FREEMAN (s. diese Ber. 34, 1782, 1955).

Wecken.

7166 N. Curle. *Unsteady two-dimensional flows with free boundaries. I. General theory*. Proc. roy. Soc. (A) 235, 375—381, 1956, Nr. 1202. (8. Mai.) (Nat. Phys. Lab., Aerodynamics Div.) Es wird eine Theorie für die instationäre, inkompressible, zweidimensionale Potentialströmung mit freien Strahlrändern mitgeteilt für den Fall, daß diese Ränder nur wenig von einem entsprechenden stationären

nären Strahlrand abweichen (der dann eine Linie konstanten Druckes ist) und sich diesem mit wachsender Zeit t asymptotisch nähern. Das Potential φ der instationären Strömung wird nach Potenzen von $e^{-\lambda t}$ entwickelt (λ ist eine aus dem Problem zu bestimmende Konstante): $\varphi = \varphi_0 + e^{-\lambda \cdot t} \varphi_1 + \dots$ Hierbei ist φ_0 die als bekannt vorausgesetzte Lösung des stationären Problems, φ_1 die zu bestimmende erste Näherung für den instationären Anteil. Eine entsprechende Reihenentwicklung wird auch für die Gleichung des Strahlrandes angesetzt. Für φ_1 , das der LAPLACE-Gleichung in einem einseitig unendlichen Parallelstreifen der Hodographenebene genügt, werden die Randbedingungen auch auf derjenigen Begrenzungsgeraden des Streifens, die dem freien Strahlrand entspricht, exakt befriedigt. Anwendungen der Methode folgen in dem nachstehend referierten zweiten Teil der Arbeit; im vorliegenden ersten Teil wird nur kurz die zeitliche Entwicklung eines aus einem Schlitz ausfließenden Strahls erörtert. E. Becker.

7167 N. Curle. *Unsteady two-dimensional flows with free boundaries. II. The incompressible inviscid jet.* Proc. roy. Soc. (A) **235**, 382—395, 1956, Nr. 1202. (8. Mai.) (Nat. Phys. Lab., Aerodynamics Div.) Eine inkompressible, reibungsfreie, anfangs ruhende Flüssigkeit sei nach einer Seite durch eine vertikale, ebene Wand begrenzt, in der zur Zeit $t = 0$ plötzlich ein horizontaler Schlitz der Breite $2d$ geöffnet wird. Verf. studiert die zeitliche Ausbildung des freien Strahls. Für kleine t wird das Potential als Potenzreihe in t angesetzt. Das Ergebnis der Rechnung legt nahe, daß der Kopf des Strahls anfangs M-förmig gekrümmt ist. Für große t wird die in der oben referierten ersten Arbeit des Verf. mitgeteilte Methode der Entwicklung nach $e^{-\lambda \cdot t}$ angewandt, wobei sich in diesem Falle $\lambda = 1,506 U/d$ ($U =$ stationäre Strahlgeschwindigkeit) ergibt. Auf der Symmetrieachse des Strahls erhält man hierbei einen Knick in der Strahlkontur. Diesem Mangel wird durch eine Entwicklung des Potentials und der Kontur nach Potenzen von y ($=$ Entfernung von der Symmetrieachse) abgeholfen, die den Krümmungsradius des Strahlkopfes zu ermitteln gestattet. Wenn der Strahlkopf sich um etwa eine Schlitzbreite vom Ausgangsschlitz entfernt hat, bleibt dieser Krümmungsradius mit zunehmender Zeit konstant $\approx 0,389 d$. E. Becker.

7168 Ernst Schmidt. *Düsenflugzeug und Raketenantrieb.* Dtsch. Museum, Abh. Ber. **22**, 3—32, 1954, Nr. 1.

7169 C. F. Kettleborough. *An analogue study of the temperature distribution in cooled gas-turbine blades.* Brit. J. appl. Phys. **6**, 174—176, 1955, Nr. 5. (Mai.) (Melbourne, Austr., Univ.) H. Ebert.

7170 R. H. Nilberg. *The American wind turbine.* Canad. J. Phys. **32**, 639—652, 1954, Nr. 10. (Okt.) (Vancouver, B. C., B. C. Res. Council, Dep. Phys.) Weidemann.

7171 N. M. Obradović. *La turbine ST 1950.* Rec. Trav. Acad. (jugosl.) **37**, 85 bis 99, 1954, Nr. 1. (Orig. serb. m. franz. Zsfg.)

7172 *Problems of voltage regulation on three-phase generators without an automatic control as used with the prototype of the ST-1950 type water turbine having no speed governor for the rural electrification.* Rec. Trav. Acad. (jugosl.) **37**, 101—122, 1954. Nr. 1. (Orig. serb. m. engl. Zsfg.) H. Ebert.

7173 H. Behrens und F. Rössler. *Überschallflammen durch Sekundärverbrennung von Raketenstrahlen in Luft.* Z. angew. Phys. **6**, 237—244, 1956, Nr. 5. (Mai.) (Weil/Rh.) Läßt man den Strahl einer festen Pulverrakete in die ruhende Atmosphäre ausströmen, so tritt bei Verwendung eines genügend „heißen“ Pulvers eine Sekundärverbrennung der unvollständig oxydierten Pulvergase mit dem Sauerstoff der Luft ein. Da die Pulvergase mit Überschallgeschwindigkeit ausströmen,

handelt es sich um Überschallflammen. Der Temperaturverlauf in der Längsachse der Flammen wurde nach der Linienumkehrmethode bei Verwendung von LAVAL-Düsen und abgeschnittenen Düsen gemessen. Während mit der LAVAL-Düse ein monotoner Abfall der Temperatur längs der Flamme festzustellen war, zeigte sich bei abgeschnittener Düse und „heißem“ Pulver ein Temperaturmaximum. Optische Untersuchungen mittels Trommelkamera zeigten, daß die Sekundärflammen mit Temperaturmaximum echte Diffusionsflammen darstellen, während bei den Flammen mit monotonem Temperaturabfall die Sekundärverbrennung erst nach Durchmischung mit Luft einsetzt, diese also dem Wesen nach vorgemischte Flammen sind. Die Diffusionsflammen zünden am ersten hell-leuchtenden Stoßkegel, während die anderen Flammen mehr oder weniger unregelmäßig hinter dem Stoßkegel in größerer Entfernung von der Düse zünden.

H. Behrens.

7174 C. A. Gongwer. *The influence of duct losses on jet propulsion devices*. J. Amer. Rocket Soc. **24**, 385—386, 1954, Nr. 6. (Nov./Dez.) (Azusa, Calif., Aerojet-Gen. Corp.) Verf. schreibt den Wirkungsgrad η eines Strahltriebwerkes in der Form:

$$\eta = 2 \left(2 + \frac{\Delta v}{v} + K \left(\frac{v}{\Delta v} \right) \right), \text{ wobei } \Delta v \text{ die absolute Austrittsgeschwindigkeit}$$

des Strahles, v die Geschwindigkeit des Triebwerkes und K ein Faktor ist, der von den Verlusten bei der Durchströmung des Triebwerkes abhängt. Der Fehler K wird diskutiert; für η in Funktion von $\Delta v/v$ mit K als Parameter erhält man ein Maximum.

Kutterer.

7175 B. N. Abramson, D. S. Brandwein and H. C. Menes. *The 350,000-pound thrust rocket test stand at Lake Denmark*, N. J. J. Amer. Rocket Soc. **24**, 291—296, 1954, Nr. 5. (Sept./Okt.) (Lake Denmark, N. J., U. S. Naval Air Rocket Test Stat.)

7176 K. L. Johnson. *Surface interaction between elastically loaded bodies under tangential forces*. Proc. roy. Soc. (A) **230**, 531—348, 1955, Nr. 1138. (7. Juli.) (Manchester, Coll. Technol.)

H. Ebert.

III. Akustik

7177 R. N. Schwartz, Z. I. Slawsky and K. F. Herzfeld. *Calculation of vibrational relaxation times in gases*. J. chem. Phys. **20**, 1591—1599, 1952, Nr. 10. (Okt.) (White Oak, Silver Spring, Maryl., Naval Ordn. Lab.; Washington, D. C., Cath. Univ. Amer.) Es wird eine Methode zur Berechnung von Schwingungsrelaxationszeiten in Gasen angegeben, die für reine Gase, chemisch nicht reagierende Gasgemische und polyatomare Gase angewendet werden kann, solange Rotations-Schwingungs-Wechselwirkungen vernachlässigbar sind. Als Beispiele werden Gemische vom Typ $\text{Cl}_2\text{-He}$ und CO-N_2 sowie Gase vom Typ COS und CO_2 betrachtet. Die berechneten Relaxationszeiten sind 10- bis 30mal kürzer als die experimentell bestimmten. Es wird angenommen, daß die Differenz von dem für die Stoßvorgänge benutzten eindimensionalen Modell herrühren. Fengler.

7178 G. Parolini. *Über die akustische Absorption durch zylindrische Schallzerstreuer*. Nachrichtentechnik, Berl. **5**, 318—320, 1955, Nr. 7. (Juli.) (Rom.) Das Referat ist ein Auszug aus einem Aufsatz des Verf. in der Zeitschrift: Ric. sci. **24**, 1465, 1954. Aufbauend auf einer Untersuchung von Cook und Chrzanowski wird der Schallabsorptionskoeffizient von 1 m langen Sperrholzzyllindern berechnet, die Durchmesser von 25—50 cm besaßen und mit 20 mm dicker Glas-

wolle überzogen waren. Die vorausberechneten Absorptionen werden mit Messungen (vermutlich im Hallraum, keine näheren Angaben) verglichen, die gute Übereinstimmung zeigen, abgesehen vom unteren Frequenzbereich. Diese Abweichungen werden auf die theoretisch nicht berücksichtigte Tiefenabsorption der Sperrholzzyylinderflächen zurückgeführt. Ferner sind Schallabsorptions-Meßergebnisse an 3 m langen, aus gelochtem oder geschlitztem sperrholzähnlichem Material bestehenden Zylindern wiedergegeben, die gleichfalls mit Glaswolle bekleidet waren. Venzke.

7179 A. Lauber. *Plattenresonatoren als akustische Tiefton-Absorber*. Tech. Mitt. schweiz. Telegr.- u. TelephVerw. **33**, 192—197, 1955, Nr. 5. (1. Mai.) (Bern.) Verf. teilt Ergebnisse von Schallabsorptionsgrad-Messungen an Plattenresonatoren mit. Es handelt sich dabei um 13 mm dicke Weichfaserplatten, die in je 0,75 m² Größe mit verschiedenen Wandabständen auf Holzrahmen befestigt und teilweise mit Zusatzgewichten zur Variierung der Resonanzfrequenz versehen waren. Einzelheiten über die Messungen im Hallraum und im Rohr werden nicht bekanntgegeben. (Die als Sonderentwicklung des Südwestdeutschen Rundfunks bezeichneten Plattenresonatoren werden seit über 20 Jahren als Tieftonabsorber benutzt.) Venzke.

IV. Wärme

7180 Umejiro Yoshida and Akira Suzuki. *On the temperature measurement by the thermistor oscillator*. Bull. Fac. Engng nat. Univ. Yokohama (Jap.) **4**, 57—62, 1955, März. (Orig. engl.) (Dep. Appl. Phys.) Ein Thermistor (Durchmesser 0,5 mm; Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes —5,3% bei 30°C) wird als Widerstandsglied in einen RC-Schwingkreis geschaltet. Eine Temperaturänderung des Thermistors erzeugt durch Widerstandsänderung eine Verstimmung des Schwingkreises. Die Frequenzänderung dient als Maß für die Temperatur und wird durch Vergleich mit einem Meßsender gemessen. Für einfache Messungen kann die Änderung direkt an einem Voltmeter, das hinter einem Frequenzdiskriminator mit C, L und R-Brücke liegt, abgelesen werden. Eigenverbrauch des Thermistors beträgt 0,03 mW, so daß die Selbsterwärmung des Thermistors vernachlässigbar ist. Es werden Versuchsergebnisse für den Temperaturbereich 32° bis 42°C mitgeteilt. Einer Temperatursteigerung von 1°C entspricht eine Frequenzänderung von 130 Hz. Bei konstanter Temperatur beträgt die durch eine 10⁻⁶-ige Änderung der Thermistorspannung erzeugte Frequenzänderung 1,5 · 10⁻⁴ (bei Messung mit dem Diskriminator 7 · 10⁻³, was einer Temperaturabweichung von weniger als 0,1°C entspricht). Der Schaltplan mit genauer Angabe der verwendeten Schaltelemente wird angegeben. Vieth.

7181 R. E. Pennington and K. A. Kobe. *Contributions of vibrational anharmonicity and rotation-vibration interaction to thermodynamic functions*. J. chem. Phys. **22**, 1442—1447, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Austin, Tex., Univ., Dep. Chem. Engng.) An den auf der Grundlage der Näherung des starren Rotors und harmonischen Oszillatoren ermittelten thermodynamischen Funktionen sind Korrekturen für die Schwingungsanharmonizität und die Rotations-Schwingungs-Wechselwirkung anzubringen. Die Funktionen dieser Korrekturglieder sind tabelliert. Sie werden zur Berechnung der thermodynamischen Funktionen des Stickstoffoxyduls-Moleküls herangezogen und das Verfahren mit anderen für zweiatomige Moleküle verglichen. M. Wiedemann.

7182 **K. Schwabe.** *Thermochemische Untersuchungen an den isomeren Hexachlor-cyclohexanen.* Z. Elektrochem. **69**, 151—157, 1956, Nr. 2. (März.) (Dresden, T. H., Inst. Elektrochem., Phys. Chem.) Schön.

7183 **Alla D. Mah.** *Heats of formation of chromium oxide and cadmium oxide from combustion calorimetry.* J. Amer. chem. Soc. **76**, 3363—3365, 1954, Nr. 13. (5. Juli.) (Berkeley, Calif., U. S. Dep. Interior., Bur. Min.) H. Ebert.

7184 **Jovanka M. Zivojinov.** *Relation entre la pression et la température d'ébullition et détermination de l'entropie moléculaire d'ébullition.* J. Phys. Radium **16**, 693—694, 1955, Nr. 8/9. (Aug./Sept.) (Belgrade, Ecole polytech., Inst. Phys.) Die Exponenten n der von D. MILOSAVLJEVIĆ (C. R. Acad. Sci., Paris **224**, 1345, 1947) angegebenen Gleichung für den Zusammenhang zwischen reduzierter Temperatur und reduziertem Druck werden für H_2 , N_2 , HCl , $C_2H_5OC_2H_5$, NH_3 , C_2H_5OH und H_2O berechnet. Aus der ebenfalls von D. MILOSAVLJEVIĆ aufgestellten Formel für die Verdampfungswärme läßt sich ein Ausdruck für die molare Siedeentropie ableiten. Die danach für dieselben Stoffe berechneten Werte werden mit experimentellen und solchen nach der Gleichung von WARTENBERG berechneten verglichen. Sie stimmen besser mit den experimentellen Werten als die nach der WARTENBERGSchen Formel berechneten überein. Vieth.

7185 **M. A. Lonappan.** *Thermal expansion of boric acid.* Proc. Indian Acad. Sci. (A) **42**, 10—21, 1955, Nr. 1. (Juli.) (Madras, Univ., Dep. Phys.) Röntgenographisch wurden die Haupt-Ausdehnungskoeffizienten und die Orientierung des Ausdehnungs-Ellipsoids von Orthoborsäure (H_3BO_3 -triklin) zwischen 30 und $80^\circ C$ bestimmt. Die Anisotropie des Ausdehnungskoeffizienten ist extrem groß, das Maximum ergab sich zu $256 \cdot 10^{-6}$ je $^\circ C$, das Minimum zu $-4 \cdot 10^{-6}$ je $^\circ C$. Die Richtung des größten Ausdehnungskoeffizienten liegt in der Nähe der Normalen auf der c -Ebene, in der die O_3 -Gruppen liegen. Die Richtung des negativen Ausdehnungskoeffizienten liegt parallel zu den kürzesten Wasserstoffbindungen. German.

7186 **Michael Hoch und Herrick L. Johnston.** *The germanium-oxygen system.* J. chem. Phys. **22**, 1376—1377, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Columbus, O., State Univ., Cryogenic Lab., Dep. Chem.) Röntgenbeugungsuntersuchungen an Mischungen von Ge und GeO_2 zwischen 750 und $1400^\circ C$ zeigten, daß GeO keine thermodynamisch stabile feste Phase bildet. Ge kann bis zu 60 Atom% O oberhalb $750^\circ C$ auflösen, die feste Lösung schmilzt bei $1430^\circ C$. Die O-Aufnahme bewirkt zunächst eine Zunahme der Gitterkonstanten von $5,6447 \pm 0,0004$ auf $5,6466 \pm 0,0004$ und dann eine Abnahme auf $5,6455 \pm 0,0004$ Å. Zwischen 850 und $930^\circ C$ war bei einer äquimolaren Mischung von Ge und O nur das Beugungsspektrum des Ge zu bemerken, zwischen 1000 und $1400^\circ C$, d. h. oberhalb des Schmelzpunktes des reinen Ge von $965^\circ C$, war eine einer Flüssigkeit ähnliche Struktur zu sehen. Oberhalb des Schmelzpunktes kommt es also zu einer Unordnung im Ge-Gitter. Die Kurve des elektrischen Widerstands an Ge- GeO_2 -Mischungen zeigte bei $970^\circ C$ ebenfalls einen scharfen Knick. M. Wiedemann.

7187 **R. P. Rastogi.** *Solid-liquid equilibria in binary and multi-component mixtures.* Proc. nat. Inst. Sci. India (A) **21**, 144—154, 1955, Nr. 2. (16. März.) (Lucknow Univ., Dep. Chem.) Es wird die Thermodynamik der fest-flüssigen Gleichgewichte homöopolarer Kristalle behandelt. Gleichungen für die Liquidus- und Solidus-Kurven werden abgeleitet, die sich auch auf Hochpolymere anwenden lassen. Die Bedingungen für den Schmelzpunkt wurden ebenfalls abgeleitet. Für die eutektische Zusammensetzung des Naphthalin-Phenanthren-Systems ergibt sich gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung. Das fest-

flüssige Gleichgewicht des Systems Chlor-Brom wurde näher untersucht und das Verhalten dieses Systems aufgezeigt (nicht ideale Mischung, Mischungswärme, Wechselwirkung zwischen Chlor und Brom, Bildung von BrCl). German.

7188 J. A. Pople. *The communal entropy of dense systems*. Phil. Mag. (7) **42**, 459—467, 1951, Nr. 328. (Mai.) (Univ. Cambridge, Dep. Theor. Chem.) Die zur Berechnung der Verteilungsfunktion eines Systems aus N gleichen Teilchen benutzte Zellenmethode wird verallgemeinert, so daß sie auch bei geringen Dichten anwendbar wird. Es werden Mehrfachbesetzungen der Zelle zugelassen, ausgedrückt durch Parameter $\omega_2, \omega_3, \dots$. Schon die alleinige Berücksichtigung von ω_2 (Doppelbesetzung) ergibt einen richtigen Wert für den zweiten Virialkoeffizienten. Es werden Methoden zur Berechnung von ω_2 angegeben. Als Modell zur Berechnung der Entropiekorrektur („communal entropy“) wird ein System aus starren Kugeln betrachtet. Aus dem Ergebnis wird geschlossen, daß die Entropiekorrektur für den festen und flüssigen Zustand nahezu verschwindet, jedoch zur Verdampfungsentropie einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag liefert. Fengler.

7189 John S. Thomsen. *Logical relations among the principles of statistical mechanics and thermodynamics*. Phys. Rev. (2) **91**, 1263—1266, 1953, Nr. 5. (1. Sept.) (Baltimore, Maryland, Johns Hopkins Univ., Radiat. Lab.) Es werden fünf Sätze der Thermodynamik und statistischen Mechanik untersucht (p_i ist die Wahrscheinlichkeit, daß das System im i -ten Zustand ist und λ_{ij} die Übergangswahrscheinlichkeit vom i -ten in den j -ten Zustand). I. $\lambda_{ij} = \lambda_{ji}$ (mikroskopische Reversibilität). II. $p_i \lambda_{ij} = p_j \lambda_{ji}$ (im Gleichgewichtszustand). III. $p_i = 1/W$ (im Gleichgewicht) (W = Anzahl der möglichen Zustände). IV. $dS \geq 0$ (2. Hauptsatz). V. $\sum_j \lambda_{ij} = \sum_j \lambda_{ji}$. Es wird gezeigt, daß III, IV und V einander äquivalent sind; II und III zusammen sind äquivalent zu I. Fengler.

7190 Stanley Corrsin. *A measure of the area of a homogeneous random surface in space*. Phys. Rev. (2) **94**, 783, 1954, Nr. 3. (1. Mai.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Johns Hopkins Univ.) Fengler.

7191 Robert W. Zwanzig. *High-temperature equation of state by a perturbation method. I. Nonpolar gases*. J. chem. Phys. **22**, 1420—1426, 1954, Nr. 8. (Aug.) (New Haven, Conn., Yale Univ., Sterling Chem. Lab.) Bei hohen Temperaturen sollte es möglich sein, die Zustandsgleichung eines Gases zu erhalten, indem die Anziehungskräfte zwischen den Molekülen als Störung der abstoßenden Kräfte betrachtet werden. Verf. benützt für die Abstoßung das Potential einer starren Kugel mit passend gewähltem Durchmesser und für die Anziehung das LENNARD-JONES-Potential. Die thermodynamischen Eigenschaften eines Systems lassen sich aus der Verteilungsfunktion erhalten, der Konfigurationsanteil an der letzteren wird ermittelt. Für Argon und Stickstoff erhält Verf. auf diese Weise bei hohen Dichten und hohen Temperaturen gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. M. Wiedemann.

7192 Hans Rudolf Pruppacher und Raymund Sängler. *Mechanismus der Vereisung unterkühlter Wassertropfen durch disperse Keimsubstanzen*. Z. angew. Math. Phys. **6**, 407—416, 1955, Nr. 5. (25. Sept.) (Zürich, ETH., Phys. Inst.) Die Keimwirkung verschiedener Stoffe bei der Vereisung unterkühlter Wassertropfen wird experimentell untersucht. Verf. erzeugen Nebel in einer Kühltruhe (Volumen 80 l) direkt durch Zerstäubung von Wasser mit einem Mikroflüssigkeitszerstäuber. Die Messung des innerhalb der Kühlkammer herrschenden Temperaturgefälles (ca. 10°C zwischen Boden und Deckel) erfolgt mit Cu-Konstantan-

Thermopaaren oder Thermistoren (Philips 83900—1), von denen an jeder Seite sechs Stück angebracht sind. Die Vereisung wird durch ein Glasfenster mit Hilfe einer nur kurzzeitig auf die Kammer gerichteten Projektionslampe beobachtet (Genauigkeit der ermittelten Vereisungstemperatur besser als 1°C). Es wird die Abhängigkeit der Vereisungstemperatur als Maß für die „Eiskeimfähigkeit“ von den Eigenschaften der Impfstoffe untersucht. Bei 104 verschiedenen Substanzen (61 inaktiv, 43 aktiv) zeigt sich kein Einfluß der kristallographischen Eigenschaften und der speziellen Anordnung der Gitterelemente in der Oberfläche auf die Eiskeimfähigkeit. Wasserlösliche oder durch Wasser zersetzbare Substanzen wirken bis -18°C überhaupt nicht oder erst unter -12°C . Während einige Substanzen eine große Latenzzeit aufweisen (PJ_2 ca. 30 sec), setzt bei den meisten die Vereisung sofort ein (5 bis 10 sec). Als keimfähig erweisen sich vorzugsweise Substanzen, die Anionen mit großer Polarisierbarkeit im Gitter enthalten (O^{2-} , S^{2-} , Se^{2-} , Te^{2-} , J^{-}), solche mit F^{-} oder Br^{-} wirken überhaupt nicht und diejenigen mit Cl^{-} nur teilweise.

Vieth.

7193 F. Huditz. *Zur Thermodynamik binärer azeotroper Gemische*. Z. Elektrochem. **56**, 155—157, 1952, Nr. 2. (Febr.) (Graz, Univ., Inst. Anorg. Analyt. Chem.) Es wird eine Rechenmethode beschrieben, die es mit Hilfe eines zweikonstantigen Näherungsansatzes für das Integral der GIBBS-DUHEM-MARGULESSchen Differentialgleichung erlaubt, aus der Kenntnis der Daten des azeotropen Punktes (Totaldampfdruck und Flüssigkeitszusammensetzung) sowie der Dampfdrucke der reinen Komponenten die Total- und Partialdampfdruckisothermen über das ganze Mischungsgebiet zu berechnen.

Helfferich.

7194 Everett G. Rau und Robert J. Thorn. *Vapor pressure of uranium*. J. chem. Phys. **22**, 1414—1420, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab., Chem. Div.) Die Dampfdrucke des flüssigen Urans wurden nach der KNUDSEN-Ausströmungsmethode bestimmt. Die Zelle bestand aus Ta, der durch die Löslichkeit des Ta in U verursachte Fehler ist zu vernachlässigen. Ein bekannter Bruchteil des ausströmenden Dampfes wurde auf Pt niedergeschlagen. Die Menge, in der Größenordnung von 10^{-9} g, wurde durch Vergleich der bei Bestrahlung mit thermischen Neutronen ausgelösten Spaltungen mit einem Standard in einer Doppelkammer ermittelt. Reste von Sauerstoff, von etwa 10^{-7} Torr, verlangsamen die Ausströmung. Vermutlich bildet sich ein Uranoxyd, dessen Rolle näher besprochen wird. Durch Extrapolation auf den Sauerstoff-Druck 0 erhalten Verff. für den Dampfdruck des U bei $1630\text{—}1970^{\circ}\text{K}$ $\log p$ (Torr) = $-(23330 \pm 21)/T + (8,583 \pm 0,011)$. Hieraus ergibt sich eine Verdampfungswärme von 106,7 kcal/Mol, eine Sublimationswärme von 116,6 bei 0°K und eine Schmelzwärme von 4,7 kcal/Mol.

M. Wiedemann.

7195 G. Kortüm und P. Haug. *Thermodynamische Untersuchungen am System 2,4-Luidin-Wasser mit geschlossener Mischungslücke*. Z. Elektrochem. **60**, 355 bis 362, 1956, Nr. 4. (15. Mai.) (Tübingen, Univ., Inst. phys. Chem.)

7196 E. Lange und W. Miederer. *Integrale Verdünnungswärmen wäßriger Lösungen von $\text{La}(\text{NO}_3)_3$, $\text{Ba}_3(\text{FeCy}_6)_2$, Mg_2FeCy_6 und LaFeCy_6* . Z. Elektrochem. **60**, 362—364, 1956, Nr. 4. (15. Mai.) (Erlangen, Univ., Inst. Phys. Chem.)

Schön.

7197 Richard M. Noyes. *A treatment of chemical kinetics with special applicability to diffusion controlled reactions*. J. chem. Phys. **22**, 1349—1359, 1954, Nr. 8. (Aug.) (New York, N. Y., Columbia Univ., Dep. Chem.) Die Reaktionsfähigkeit eines Moleküls ist nur dann von der Zeit unabhängig, wenn entweder zwei Moleküle beim Zusammentreffen mit großer Wahrscheinlichkeit infolge der benötigten hohen Aktivierung nicht reagieren, oder wenn sie nach einem Zusammentreffen

niemals wieder zusammenkommen, wie es bei homogenen Gasreaktionen bei niederen Drucken der Fall ist. Verf. unterscheidet zwischen der wahren Reaktionskonstante k und der in Flüssigkeiten nach 10^{-9} sec oder später sich einstellenden k' . Die Abhängigkeit der Reaktionsfähigkeit eines Moleküls von der Zeit wird an Hand eines Modells durch den relativen Diffusionskoeffizienten, den Zusammenstoß-Durchmesser und die mittlere Verschiebung infolge der Diffusion ausgedrückt. Untersuchungen an Lösungen von Jod in Hexan ergaben für die Verschiebungen einige Å und eine Frequenz von 10^{11} /sec. Bei der Fluoreszenzlöschung wird k' erfaßt, ebenso bei Messungen der Rekombination von photochemisch erzeugten Fragmenten und beim Wachstum von Tröpfchen oder Kristallen an Kernen in übersättigten Medien; bei Dissoziationsgleichgewichten bestimmt dagegen k die Rekombinationskinetik. Verf. führt einige experimentelle Beispiele an und schlägt auch weitere vor, die Informationen über die Änderung der scheinbaren Reaktionskonstanten im Laufe der Zeit geben könnten.

M. Wiedemann.

7198 George R. Cowan, Earl Vincent and Bryce Crawford Jr. *Application of a fast-scanning infrared spectrometer to gas-phase kinetic studies.* J. opt. Soc. Amer. **43**, 710—711, 1953, Nr. 8. (Aug.) (Minneapolis, Minn., Univ., School Chem.) Ein Schnellspektrometer wird zum Studium der Gasreaktion zwischen NO und N_2O_5 eingesetzt. Die apparativen Einrichtungen werden kurz beschrieben.

Brügel.

7199 H. M. Frey. *A new type of catalytic effect in the oxidation of carbon.* Proc. roy. Soc. (A) **228**, 510—518, 1955, Nr. 1175. (22. März.) (Oxford, Univ., Phys. Chem. Lab.)

H. Ebert.

7200 H. S. Tsien. *Influence of flame front on the flow field.* J. appl. Mech. **18**, 188 bis 194, 1951, Nr. 2. (Juni.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Daniel and Florence Guggenheim Jet Prop. Center.) Die Flammenfront wird als unendlich dünn angenommen. Für das Verhältnis der Größen wie Druck, Temperatur und Geschwindigkeiten, vor und nach der Verbrennung werden einfache Beziehungen abgeleitet. Weiterhin behandelt Verf. die Entstehung von Wirbeln vor der Flammenfront. Daraufhin wird das Problem der Flammenbreite in einer zweidimensionalen Verbrennungskammer konstanter Breite mit einem Flammenhalter im Zentrum unter Berücksichtigung der Kompressibilität gelöst. Diese bewirkt eine anomale Ausbreitung der Flamme im Kanal. Die Bedeutung für die Konstruktion von Verbrennungskammern und die Ausbeuten bei der Verbrennung werden diskutiert.

M. Wiedemann.

7201 F. J. Weinberg. *The significance of reactions of low activation energies to the mechanism of combustion.* Proc. roy. Soc. (A) **230**, 331—342, 1955, Nr. 1182. (21. Juni.) (London, Imp. Coll. Sci. a. Technol., Dep. Chem. Engng. a. Appl. Chem.)

H. Ebert.

7202 Kyrille Popoff. *Sur la thermodynamique des processus irréversibles.* Z. angew. Math. Phys. **6**, 378—386, 1955, Nr. 5. (25. Sept.) (Sofia, Univ., Inst. math.) Nach der früher veröffentlichten Behandlung eines adiabatisch isolierten Systems untersucht Verf. in der vorliegenden vierten Arbeit ein System, das bei konstantem Druck und konstanter Temperatur Wärme mit der Umgebung austauscht. Die charakteristische Funktion dieses Prozesses: $\Phi = S - (U + pV)/T$ spielt hier die Rolle einer Potentialfunktion der Kräfte. Φ wächst monoton bis zum Maximum im Zustand des thermodynamischen Gleichgewichts. Auch in diesem Falle sind die ONSAGERSchen Beziehungen $x'_i = \sum_k L_{ik} X_k$ mit $L_{ik} = L_{ki}$

erste Integrale eines Systems der Differentialgleichungen $d^2x_i/dt^2 = X_i$ mit $X_i = -\partial(-\Delta\Phi)/\partial x_i$. Die Theorie wird auf ein System von zwei Komponenten in

zwei Phasen angewandt. Außerdem wird das Gleichungssystem $d^2x_1/dt^2 = X_1$, $d^2x_2/dt^2 = \lambda X_2$ mit $\lambda > 0$ untersucht, dessen erste Integrale ebenfalls zu ONSAGERSchen Beziehungen führen. Das Problem der Energieschwellen wird vom Standpunkt der Thermodynamik der irreversiblen Prozesse behandelt.

Vieth.

7203 A. D. Buckingham and J. A. Pople. *The statistical mechanics of imperfect polar gases. I. Second virial coefficients.* Trans. Faraday Soc. **51**, 1173—1179, 1955, Nr. 9 (Nr. 393). (Sept.) (Cambridge, Univ., Dep. Theor. Chem.) Es werden die zwischen polaren Gasmolekülen wirkenden Kräfte und ihre Beziehung zum realen Verhalten des Gases behandelt. Neben der Wechselwirkung permanenter Dipole erscheint es wichtig, auch andere richtungsabhängige Kräfte zu berücksichtigen, die zwischen den Molekülen auftreten können. Rückwirkungen auf induzierte Dipole, Quadrupolkräfte sowie der Einfluß der Molekülgestalt kommen dafür in erster Linie in Betracht; diese werden quantitativ diskutiert. Die angegebenen Formeln für die Wechselwirkungspotentiale liefern mit Hilfe der statistischen Mechanik Ausdrücke für die entsprechenden zweiten Virialkoeffizienten, die dann mit den experimentellen Werten für einige Gase verglichen werden.

Schwarz.

7204 A. D. Buckingham and J. A. Pople. *The statistical mechanics of imperfect polar gases. II. Dielectric polarization.* Trans. Faraday Soc. **51**, 1179—1183, 1955, Nr. 9 (Nr. 393). (Sept.) (Cambridge, Univ., Dep. Theor. Chem.) Die totale dielektrische Polarisation eines polaren Gases wird in eine Reihe nach reziproken Potenzen des Molvolumens entwickelt. Es folgt eine ausführliche Untersuchung des Koeffizienten im linearen Glied dieser Reihe, der Abweichungen vom Verhalten des idealen Gases bedeutet. Rechnungen mit den in Teil I dieser Arbeit angegebenen Wechselwirkungspotentialen der Gasmoleküle lassen erwarten, daß die Dipolwechselwirkungen zu einem Anwachsen der totalen Polarisation führen. Weiter wird noch der Einfluß anderer richtungsabhängiger Kräfte untersucht. Es ergibt sich, daß die beim Methylfluorid beobachtete Erniedrigung der totalen Polarisation wahrscheinlich auf den Einfluß der geometrischen Gestalt des Moleküls zurückzuführen ist.

Schwarz.

7205 Per Olof Fröman. *A simple derivation of a general equilibrium equation, with two astrophysical applications.* Ark. Fys. **8**, 173—175, 1954, Nr. 2. (Copenhagen, Univ., Theor. Study Group Inst. Theor. Phys.) Ausgehend von einer von O. KLEIN auf Grund der statistischen Mechanik abgeleiteten Formel, die die Anzahl $N_{r,s}$ einer Teilchensorte r im Quantenzustand s als Funktion ihres chemischen Potentials, ihrer Energie des s . Quantenzustandes und der Temperatur gibt, wird unter Benutzung der das chemische Potential enthaltenden thermodynamischen Gleichgewichtsbedingung eine Formel für die sich im thermodynamischen Gleichgewichtszustand befindenden Teilchen $N_{r,s}$ abgeleitet, die als Spezialfall SAHAS Ionisationsgleichung enthält. Außerdem läßt sich eine Formel ableiten, die das Verhältnis der Anzahl der Atome oder Ionen einer Atomsorte zur Anzahl der von allen Elektronen befreiten Atomkerne der gleichen Art gibt.

Lamla.

7206 J. S. R. Chisholm and A. H. de Borde. *A new derivation of the fundamental formulae in Fowlerian statistical mechanics.* Proc. Camb. phil. Soc. **51**, 526—528, 1955, Nr. 3. (Juli.) (Glasgow, Univ., Dep. Natur. Philos.)

H. Ebert.

7207 K.-F. Moppert und F. Grün. *Eine Bemerkung zur Langevin-Gleichung.* Experimentia **10**, 481, 1954, Nr. 12. (15. Dez.) (Basel, Univ., Phys.-Chem. Anst.) Die zuerst von LANGEVIN zur Diskussion der BROWNSchen-Bewegung benutzte stochastische Differentialgleichung $u(t) = -\beta u(t) + A(t)$ wird für den Fall behandelt, daß die Bremsung, die hier mit $\beta u(t)$ ausgedrückt ist, nicht der Geschwin-

digkeit des Teilchens $u(t)$ proportional ist. $A(t)$ bedeutet die zeitlich unregelmäßige Störung der Bewegung.
M. Wiedemann.

7208 M. Bayard et R. Roquet. *La caractérisation arithmétique des messages et son utilisation pour déterminer les réseaux correcteurs*. Ann. Télécomm. **11**, 33—45, 1956, Nr. 2. (Febr.)
Schön.

7209 S. H. Bauer. *On rates of approach to equilibrium*. J. chem. Phys. **21**, 1888 bis 1889, 1953, Nr. 10. (Okt.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Dep. Chem.) Diskutiert wird die Geschwindigkeit, mit der sich ein System, das sich nahezu im Gleichgewicht befindet, dem Gleichgewichtszustand nähert. Die Voraussetzungen für die Annahme eines Exponentialgesetzes für die Reaktionsgeschwindigkeit werden untersucht. Eine allgemeinere Lösung stellt eine Überlagerung von Exponentialfunktionen mit einem Spektrum von Relaxationszeiten dar.
Helfferich.

7210 D. G. O'Sullivan. *A transformation of solution of diffusion equations valid for certain initial and boundary conditions*. Experientia **10**, 455—456, 1954, Nr. 11. (15. Nov.) (London, Middlesex Hosp. Med. School, Courtauld Inst. Biochem.) Für die Diffusion einer Substanz aus einem Raum 1, wo sie eine einheitliche Konzentration besitzt, in einen Raum 2, wo sie anfangs die Konzentration 0 besitzt, sind eine Reihe von Lösungen der Gleichungen zugänglich. Diese werden für die Bedingung, daß auch in 1 die Konzentration ursprünglich 0 beträgt und die Substanz mit der Geschwindigkeit m erzeugt wird, umgewandelt, da sie in dieser Form auf eine Reihe von Grenzschichtbedingungen anwendbar sind. Die Formeln für c_1 und c_2 sind angegeben.
M. Wiedemann.

7211 Robert D. Freeman and Alan W. Searcy. *Calculation of the fraction of effusing molecules which strike a collector plate above a channel hole*. J. chem. Phys. **22**, 1137—1138, 1954, Nr. 6. (Juni.) (West Lafayette, Ind., Purdue Univ., Dep. Chem.) Der Bruchteil der ausströmenden Moleküle, welche einen Kollektor oberhalb der Öffnung der Kapillare treffen, spielt bei der Bestimmung von Dampfdrucken nach der KNUDSEN-Methode eine Rolle. Für Winkel θ zwischen 0 und 20° zur Normalen gilt folgende Formel: $n = \sin^2 \theta - 0,0815 (L/r) (\sin^2 \theta - 2\theta \cos^2 \theta)$, wo L/r das Verhältnis von Länge zu Radius der Kapillare ist. Für θ bis zu 90° sind Werte tabelliert. Auf die Fehler, die bei Annahme des Kosinussatzes entstehen, wird hingewiesen.
M. Wiedemann.

7212 W. M. Rutherford, E. L. Dougherty and H. G. Drickamer. *Thermal diffusion in binary mixtures of CS_2 and hexane isomers*. J. chem. Phys. **22**, 1289—1292, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Urbana, Ill., Univ., Dep. Chem., Chem. Engng.) An Mischungen von Schwefelkohlenstoff mit 50 oder 20 Mol% der fünf isomeren Hexane wurden bei Atmosphärendruck und $7-8^\circ C$ sowie im Hochdruckgefäß bei $40^\circ C$ und Drucken bis zu 10000 Atm Messungen der Thermodiffusion durchgeführt. Die Abhängigkeit der Thermodiffusionsverhältnisse von Druck und Temperatur sowie der sterischen Faktoren von Druck und Konzentration ist angegeben. Der Einfluß der Molekülform bei gleicher Molekülgröße wurde geprüft. Der sterische Korrekturfaktor ist um so größer, je größer die Abweichung von der sphärischen Symmetrie ist. In Mischungen von Molekülen derselben Größe und Kohäsionsenergie wird daher das höher symmetrische sich an der kalten Wand anreichern.
M. Wiedemann.

V. Aufbau der Materie

7213 E. Pohl. *A simple threefold coincidence circuit using only one EQ 80 (6 BE 7) valve*. Nuovo Cim. (10) **3**, 642—644, 1956, Nr. 3. (1. März.) (Padova, Univ., Ist.

Naz. Fis. Nucl.) Die drei Steuergitter einer Philips-Röhre EQ 80 sind durch die galvanisch verbundenen Schirmgitter elektrisch abgeschirmt. Sie können als Eingangskanäle für eine Dreifachkoinzidenz verwendet werden, wenn sie so stark negativ vorgespannt sind, daß die Röhre sperrt, wenn nicht auf alle drei Steuergitter ein ausreichend positiver Impuls einfällt. Die Schaltung spricht daher nicht auf einfache oder doppelte Koinzidenz, sondern nur auf eine dreifache Koinzidenz an. Sie ist daher im Hinblick auf Röhrenzahl und Anodenstrom sehr wirtschaftlich. Kennlinien der EQ 80 und eine praktisch erprobte Dreifachkoinzidenzschaltung werden angegeben.

Gross.

7214 J. M. Reid and J. C. W. Telfer. *A simple electronic rotary switch*. Rev. sci. Instrum. **25**, 300—301, 1954, Nr. 3. (März.) (Glasgow, Scotl., Univ., Dep. Natur. Phil.) Zur Untersuchung von Radioaktivitäten mit Halbwertszeiten von $\frac{1}{10}$ bis 1 sec, die bei Bestrahlung mit Elektronen aus einem 23 MeV-Synchrotron auftreten, wurde ein rotierender Schalter zum Öffnen von vier aufeinanderfolgenden Schaltungen benötigt. Es wurde ein einfacher Rotationswechsler entworfen, der Zählröhren mit kalten Kathoden und Pentoden verwendete und der zuverlässig arbeitete. Die Schaltung wird mit allen Einzelheiten gezeigt. Die Umschaltzeit betrug 140 μ sec.

B. Krüger.

7215 G. G. Slaughter, M. M. Block and E. M. Harth. *Chronotron for time of flight studies of cosmic rays*. Phys. Rev. (2) **99**, 1626, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.) Es wurde ein schneller Koinzidenzkreis entwickelt, der die Messung kleiner Zeitdifferenzen in der Ankunftszeit eines Teilchens an zwei Zählern erlaubt. Die Impulse werden in Kunststoff-Szintillatoren ausgelöst und mit 5819 Photoelektronenvervielfachern nachgewiesen. Die Impulse werden begrenzt und verstärkt. Eines der Signale wird in zehn Einzelsignale aufgespalten, von denen jedes um $8 \cdot 10^{-10}$ sec gegenüber dem nächsten verzögert ist und dann einem Zehnkanaal-Koinzidenzkreis in Koinzidenz mit dem Signal vom letzten Zähler zugeführt. Die zehn Koinzidenzausgänge sind voneinander durch 0,5 μ sec Verzögerung getrennt und werden verstärkt einem Oszilloskop zugeführt. Das Histogramm der zehn Impulse bildet ein Maximum bei dem Impuls, welcher der Zeitverzögerung zwischen dem Ursprungssignal der beiden Szintillationszähler entspricht. Die Auflösungszeit der Anordnung beträgt $4 \cdot 10^{-10}$ sec. Thurn.

7216 D. B. James, W. Kubelka and S. A. Heiberg. *The pulse amplitude distribution in a BF_3 counter irradiated with 4.87-Mev neutrons*. Phys. Rev. (2) **96**, 856, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Brit. Columbia.) Die Impulsverteilungen zweier BF_3 -Proportionalzähler für 4,87 MeV Neutronen wurden untersucht. Der eine Zähler enthielt gewöhnliches Bortrifluorid, der andere Bortrifluorid mit 96%, $B^{10}F_3$. Die Impulsverteilungen entsprechen den Reaktionen $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ mit den Q-Werten 2,79 und 2,31 MeV und $F^{19}(n, \alpha) N^{16}$ mit dem Q-Wert $-(1,77 \pm 0,13)$ MeV. Impulse von einer der beiden Reaktionen $B^{10}(n, t) Be^8$ und $B^{10}(n, p) Be^{10}$ oder von beiden Reaktionen wurden beobachtet.

Nierhaus.

7217 J. DePangher and W. C. Roesch. *A neutron dosimeter with uniform sensitivity from 0.1 to 3.0 Mev*. Phys. Rev. (2) **100**, 1793, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Gen. Electr. Co.)

7218 D. E. Nagle and R. H. Hildebrand. *Observations on pion tracks in a hydrogen bubble chamber*. Phys. Rev. (2) **100**, 959, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.)

Schön.

7219 G. N. Harding. *Absolute calibration of neutron counters with Po- α -Be*. Proc. phys. Soc., Lond. (A) **68**, 52—53, 1955, Nr. 1 (Nr. 421A). (1. Jan.) (Harwell,

Berks., Atom. Energy Res. Est.) Neutronenzähler wurden mit Neutronen aus einer Po-Be-Quelle durch Messung der Zahl der Koinzidenzen zwischen den Neutronen und der 4,43 MeV-Gammastrahlung geeicht. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß man die Stärke der Strahlungsquelle nicht zu kennen braucht. Wenn mit dem Szintillationszähler nur die 4,43 MeV-Quanten gezählt werden, werden nur die Neutronen registriert, die einen der beiden oberen Terme des C^{12} -Kerns anregen. Das Ansprechvermögen der Zähler wird durch das Verhältnis von Koinzidenz-Zählrate zu Gamma-Zählrate gegeben, da ein 4,43 MeV-Photon nur anschließend an ein Neutron emittiert wird. Bei geeigneten Annahmen über das Neutronen-Spektrum ergab sich eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung.

Röbert.

7220 Earl E. Hays. *Time of flight mass spectrometer*. Phys. Rev. (2) **96**, 1454, 1954, Nr. 5. (1. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Toledo.) An der Universität von Toledo wurde ein Flugzeit-Massenspektrometer nach GOUDSMIT (Phys. Rev. **74**, 1537, 1948) mit einem Elektronen-Vervielfacher als Detektor konstruiert.

Nierhaus.

7221 J. K. Walker, A. P. Gifford and R. H. Nelson. *Process monitor mass spectrometer*. Industr. Engng Chem. **40**, 1400—1403, 1954, Nr. 7. (1. Juli.) (Pasadena, Calif., Consolidated Engng Corp.)

H. Ebert.

7222 E. F. de Hean and G. J. Sizoo. *A semi-circular beta-ray spectrometer for beta-gamma coincidence measurements*. Physica, 's Grav. **21**, 818—828, 1955, Nr. 10. (Okt.) (Amsterdam, Vrije Univ., Natuurk. Lab.) Ein Halbkreis-Betaspektrometer wird ausführlich beschrieben. Genaue Angaben werden für den Magneten zur Erzeugung des homogenen Feldes (besser als 0,1 %) und für die Spektrometerkammer (mit Schnittbild) gemacht. Die das Auflösungsvermögen beeinflussenden Faktoren werden eingehend diskutiert. — Auf die Anwendung der Koinzidenzmethode bei Messungen mit einem Betaspektrometer — besonders für Untersuchungen von Verzweigungsverhältnissen — wird näher eingegangen.

Röbert.

7223 C. R. Sun and Byron T. Wright. *Double-channel magnetic beta-ray spectrometer for short-lived activities*. Phys. Rev. (2) **100**, 1793, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Los Angeles, Univ. Calif.)

Schön.

7224 René Cohen. *An easily reproducible thermal neutron density standard*. Phys. Rev. (2) **96**, 850—851, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Centre Etudes Nucl. Saclay.) Zur Messung der Dichte thermischer Neutronen werden 500 mg·cm⁻² dicke Kupferscheiben von 15 mm Durchmesser benutzt. Die entstehende Cu⁶⁴-Sättigungsaktivität wird mit einem 4 π - β -Zähler gemessen. 1 β -Impuls sec⁻¹ entspricht der Dichte $(5,70 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}$ thermische Neutronen cm⁻³.

Nierhaus.

7225 Sarah Deutsch, D. Hirschberg et E. Picciotto. *Mesure des âges géologiques par les halos pleochroïques*. Experientia **11**, 172—174, 1955, Nr. 5. (15. Mai.) (Bruxelles, Univ. Libre, Fac. Sci., Lab. Phys. Nucl.) In einer vorläufigen Mitteilung zeigen Verff., daß es möglich ist, das Alter kristalliner Gesteine durch Untersuchung der pleochroitischen Höfe und damit kombinierte Messung der α -Aktivität der Einschlüsse zu bestimmen. Experimentelle Einzelheiten sollen später veröffentlicht werden, hier wird dazu nur auf eine Arbeit von J. HAYASE (Amer. Min. **39**, 761, 1954) verwiesen. An Lamellen von 50 μ Dicke wird die Absorption mit einem registrierenden Mikrophotometer gemessen, die α -Aktivität wird mittels Photoplatte (Ilford C 2) bestimmt. Die Farbintensität der pleochroitischen Höfe wird dargestellt durch das Integral der optischen Dichte längs

eines „Profils“. Das Reziprozitätsgesetz gilt innerhalb der Fehlergrenzen. Untersuchungen an gut datierten Graniten zeigten, daß mit dieser Methode tertiäre und primäre Gesteine unterschieden werden können, nicht dagegen hercynische und caledonische, deren Alter sich dafür zu wenig unterscheidet. Die absoluten Altersangaben beruhen auf den Überlegungen von A. HOLMES (Trans. Geol. Soc. Glasgow **32**, 117, 1947) und stehen und fallen mit diesen.

Pruckner.

7226 **F. Hawliczek.** Ein einfaches Lichtimpulsverfahren zur automatischen Auswertung von radioaktiv markierten Papierchromatogrammen und Elektropherogrammen MIR 507 a. Anz. öst. Akad. Wiss. 1955, S. 59—63, Nr. 4.

H. Ebert.

7227 **W. Bolliger and G. G. Poretti.** Ein neuer Probenwechsler für automatische Radioaktivitätsmessungen (sample changer). Experientia **11**, 115—116, 1955, Nr. 3. (15. März.) (Bern, Univ., Theodor-Kocher-Inst., Röntgeninst.) Es wurde ein Probenwechsler für automatische Messungen der Radioaktivität von Präparaten konstruiert, der sich über ein halbes Jahr gut bewährt hat. Er besteht aus der Mimik, welche die Präparate unter den stark, mit fast 7 cm Pb, abgeschirmten GEIGER-Zähler schiebt, diesem selbst, einem Untersezter und dem Steuer- und Registriergerät. Die 31 Proben sind in Metalltellern auf der Peripherie einer Scheibe angeordnet. Der Abstand Eintrittsfenster—Präparat wird an einem Nonius abgelesen, er variiert zwischen 1 und 40 mm. Es können bis zu zwölf Absorbern dazwischengeschoben werden. Die Impulszahl wird zwischen 8 und etwa $6 \cdot 10^6$ vorgewählt und die hierfür benötigte Zeit auf 31 Telefonzählern registriert. Die Bedienung ist sehr einfach. Als Anwendungsbeispiel sind die Zerfallskurven zweier Fluorsalze nach Bestrahlung im Betatron wiedergegeben.

M. Wiedemann.

7228 **Lawrence H. Johnston, Norton M. Hintz and Harry J. Schulte.** Measurement of phase noise in a pre-excited oscillator system. Phys. Rev. (2) **96**, 835, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Minnesota.) Es wurde die Hochfrequenzspannung im ersten Hohlraum-Resonator des Linearbeschleunigers der Universität von Minnesota bezüglich ihrer Phase verglichen mit der Spannung eines vorher eingeschalteten Kristall-Steuersenders. Es wurden relative Phasenverschiebungen von $\sim 30^\circ$ beobachtet. Die Schwankung der Phasenverschiebung betrug bei 100 aufeinanderfolgenden 450 μsec langen Impulsen jedoch nur $\pm 5^\circ$, woraus geschlossen wird, daß es möglich ist, die Oszillatoren innerhalb $\pm 5^\circ$ in Phase mit dem Steuersender zu betreiben.

Nierhaus.

7229 **Éva Kisdi-Koszó.** On some problems of the operation of microtrons. Acta phys. hung. **4**, 377—379, 1955, Nr. 4. (Budapest, Centr. Res. Inst. Phys.) Zur Berechnung der Energiestreuung wurde mit einem einfachen graphischen Verfahren ähnlich dem von SLATER und TERRALL für Linearbeschleuniger (J. appl. Phys. **23**, 66, 1952) die Bewegung von Einzelelektronen verfolgt und bei jedem Umlauf Phase und Energie bestimmt. Als Grundlage dienen die Rekursionsformeln $\varphi_k = \varphi_{k-1} + 2\pi(V_0/V_r) \sin \varphi_{k-1} + 2\pi E E_{k-1}/e V_r$ für die Phase und $E_k = E_{k-1} + (e V_0/E) \sin \varphi_{k-1}$ für die Energie beim k-ten Eintritt des Elektrons in die Beschleunigungsstrecke (V_0 Amplitude der Beschleunigungsspannung, V_r Resonanzspannung, E Ruheenergie). Für den Fall eines 4 MeV-Mikrotrons mit $V_r = 0,5$ MV; $V_r/V_0 = 0,98$; $B_r = 1070$ Gauß; Magnetdurchmesser 30 cm ergibt sich eine wahrscheinliche Energiestreuung von 1,2 % und ein mittlerer Elektrodenstrom von 10 μA . Verf. schließt, daß mit dem Mikrotron eine wesentlich bessere Energieschärfe erreicht werden kann als mit Linearbeschleunigern gleicher Endenergie.

G. Schumann.

7230 Warren Fenton Stubbins. *Beam escape from synchrocyclotrons.* Phys. Rev. (2) **96**, 856, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. California, Dep. Phys., Radiat. Lab.) Eine Betrachtung der großen Synchronzyklotrons zeigt, daß nur bei drei Maschinen ein kleiner Teil des zirkulierenden Strahls (0,5 bis 10 %) bis zur Grenze der radialen Stabilität beschleunigt wird und dann das Synchrozyklotron auf einer Spiralbahn verläßt. Damit die Teilchen die Maschine verlassen können, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein: (a) der Synchronkreis muß sich rasch vergrößern, (b) bei großem Radius muß die erste Harmonische in der azimuthalen Variation der magnetischen Feldstärke klein sein, (c) die radialen Schwingungen um den Synchronkreis müssen eine kleine Amplitude haben. Die starke Abhängigkeit von diesen Faktoren folgt aus Experimenten und aus einer Analyse der axialen und radialen Schwingungen, bei der berücksichtigt wurden nichtlineare Terme in den axialen und radialen Amplituden und ihren Ableitungen sowie die azimuthale Variation der magnetischen Feldstärke. Nierhaus.

7231 W. S. Gilbert and J. H. Pepper. *Some experimental facilities and techniques used at the Berkeley 60-in. cyclotron for irradiation effects studies.* Phys. Rev. (2) **96**, 862, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (North Amer. Aviat. Inc.) Es wurden Apparate entwickelt und Methoden ausgearbeitet für die Untersuchung der Effekte, die durch die Bestrahlung von reinen Metallen, Legierungen und Halbleitern mit schweren Teilchen großer Energie verursacht werden. Elektrischer Widerstand und Thermospannung können gleichzeitig am Target im Zyklotron gemessen werden. Durch ausgezeichnete Target-Kühlung und Strahl-Kontrolle ist es möglich, mit einem Protonenstrahl von mehreren $\mu\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$ zu bestrahlen und die Target-Temperatur auf 5°C konstant zu halten. Nierhaus.

7232 O. Piccioni, D. Clark, R. Cool, G. Friedlander and D. Kassner. *External proton beam at the cosmotron.* Phys. Rev. (2) **98**, 275, 1955, Nr. 1. (1. Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Ein System für das Herausziehen der Protonen aus dem Kosmotron durch magnetische Ablenkung wurde konstruiert. Nach Abschalten der Hochfrequenz-Spannung durchdringt der Strahl ein Lucite-Target, wodurch der Bahnradius um ~ 10 cm verkleinert wird. Ein auf der inneren Seite eines geraden Abschnitts gelegener Elektromagnet lenkt den Strahl nach außen ab. An der äußeren Seite des nächsten geraden Abschnitts erfährt der Strahl eine weitere Ablenkung nach außen durch einen zweiten Elektromagneten. Mit eingeschaltetem erstem Magneten wurde an der Stelle des zweiten Magneten ein Strahl mit der halben Intensität des zirkulierenden Strahls und dem Querschnitt $3,8 \cdot 12,6 \text{ cm}^2$ vorgefunden. Nierhaus.

7233 F. B. Hagedorn. *Preparation of thin N^{14} targets.* Phys. Rev. (2) **100**, 1793 bis 1794, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.) Schön.

7234 Adolphe Chapiro. *Sur l'efficacité radiochimique relative du rayonnement mixte de la pile atomique et des rayons γ .* C. R. Acad. Sci., Paris **239**, 703—705, 1954, Nr. 12. (20. Sept.) Verf. stellt verschiedene, z. T. von ihm selbst gemessene Kurven über die radiochemische Wirksamkeit der gemischten Strahlung im Pile von Châtillon im Vergleich zu der von Gamma-Strahlung zusammen. Die mit einem Neutronenfluß von $10^{17}/\text{cm}^2$ verknüpfte totale Strahlung des Piles ist bei 100 kW Pileleistung 4,5 bis 8 Mr und bei 10 kW 7,5 bis 11 Mr äquivalent. Der Vergleich mit den Resultaten aus Harwell lehrt, daß die Gamma-Strahlung im Graphitreaktor (Harwell) einen viel größeren Anteil ausmacht als im Schwerwasserreaktor (Châtillon). Daniel.

7235 T. G. LeClair. *Present feasibility of a nuclear power plant.* Elect. Engng., N. Y. **72**, 678—683, 1953, Nr. 8. (Aug.) (Chicago, Ill., Commonwealth Edison Co.) Es wird der Entwurf einer großen Kraftanlage (211 500 kW) vorgelegt. Als Energiequelle dient ein großer Reaktor, dessen Kühlmittel und Moderator schweres Wasser sein soll, das über einen Wärmeaustauscher seine Energie zur Dampferzeugung abgibt. Große Turbogeneratoren erzeugen dann elektrischen Strom. Der Reaktor ist so geplant, daß er entweder Energie und Plutonium oder nur Energie erzeugen kann. Die Erstellungskosten der ganzen Kraftanlage belaufen sich auf etwa 370 Dollar pro kW im Vergleich zu 200 Dollar pro kW bei einer konventionellen Kohle-Kraftanlage.

Knecht.

7236 Edmund B. Tucker, Lawrence H. Johnston and Donald E. Young. *A 200 Mc phase detector.* Phys. Rev. (2) **96**, 835, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Minnesota.) Das automatische Frequenz-Kontroll-System für den Linearbeschleuniger der Universität von Minnesota ist ähnlich den von RIDEOUT (Proc. Inst. Radio Engrs. **35**, 767, 1947) und POUND (Proc. Inst. Radio Engrs. **25**, 1405, 1947) gebrauchten Systemen. Der Phasen-Detektor arbeitet bei der Beschleuniger-Frequenz 202,5 MHz und zeigte bei einer Stabilitäts-Prüfung eine Verschiebung von weniger als 1° in 10 h. Beim Probe-Betrieb mit kleiner Leistung im ersten Hohlraum-Resonator des Beschleunigers war die Abstimmgenauigkeit 1 durch $4 \cdot 10^6$.

Nierhaus.

7237 A. Szalay and D. Berényi sen. *Unusual radioactivity observed in the atmospheric precipitation in Debrecen (Hungary) between Apr. 22-Dec. 31, 1952.* Acta phys. hung. **5**, 1—14, 1955, Nr. 1. (Debrecen, Univ., Inst. Exp. Phys. and Meteorol. Inst.) Der gesammelte Niederschlag wurde eingedampft und frühestens nach 48 h mit einem durch 4 cm Pb abgeschirmten Glockenzähler, dessen Al-Fenster 0,1 mm dick war, auf seine β -Aktivität untersucht. Die geometrische Ausbeute betrug 12,4 %. Die gemessenen Aktivitätswerte erwiesen sich als besonders hoch in den Wochen nach Atombombenexplosionen. Auch der Abfall der Aktivität bestätigte ihre Natur als Spaltproduktgemisch. Aus einer Abschätzung der Absolutwerte schließen Verff., daß die beobachteten Aktivitäten dem Durchschnitt für die gesamte Atmosphäre entsprechen. Meteorologische Überlegungen zeigen, daß die Meßergebnisse nicht ausreichen, um verlässliche Schlüsse auf die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre zu ziehen. Vermutet wird, daß wesentliche Aktivitäten nur bei solchen Niederschlägen zu erwarten sind, wo Kondensation in höheren Luftschichten erfolgt. An einem Beispiel wird versucht, den Weg der Produkte bis zum Meßort an Hand der Topographie der 500 mb-Fläche zu bestimmen.

G. Schumann.

7238 M. Goldhaber. *Compound hypothesis for the heavy unstable particles. II.* Phys. Rev. (2) **101**, 433—438, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wird angenommen, daß $\bar{\theta}$ -Mesonen und θ -Mesonen den Isotopenspin $T = 1/2$ haben. Bei starken Wechselwirkungen wird die Gesamtzahl der schweren Mesonen erhalten. Die grundlegende Reaktion ist so die Paarbildung von $\theta + \bar{\theta}$ mit θ -Mesonen und $\bar{\theta}$ -Mesonen, die entweder frei oder an Nukleonen gebunden sind. Dann können Nukleon + $\bar{\theta}$ $T = 0$ und $T = 1$ Multipletts bilden, die mit dem Λ^0 -Singulett bzw. dem Σ -Triplet identifiziert werden. Es werden einige Experimente diskutiert.

Thurn.

7239 D. H. Holland. *Kinetic energy in nonlinear meson theory.* Phys. Rev. (2) **101**, 451—452, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Radiat. Lab.) Zur Berechnung der Energie eines nicht linearen Mesons wurde eine andere Definition des Gradientenausdruckes in der Gitterabstand-Quantelungsmethode herangezogen. Die Methode liefert bessere Resultate als die von SCHIFF.

Thurn.

7240 C. Ceolin and N. Dallaporta. *On a possible scheme for heavy unstable particles.* Nuovo Cim. (10) **3**, 586—594, 1956, Nr. 3. (1. März.) (Padova, Univ., Ist. Naz. Fis. Nucl.) Um die Hyperonen als besondere Zustände der Nukleonen zu deuten, wird ein Operator $\vec{\omega}$ eingeführt, dessen Komponenten die Vertauschungsrelationen des Drehimpulsoperators erfüllen. Ein Hyperonenzustand ist dann durch den isotonen Spin τ_3 und durch ω_3 zu charakterisieren, d. h. durch die Ladung $C = A\tau_3 + B\omega_3$ und „Strangeness“ $S = A'\tau_3 + B'\omega_3$. Die Konstanten A, A', B, B' werden dem Schema von GELL-MANN angepaßt. Die Operatoren $\vec{\tau}$ und $\vec{\omega}$ sind nicht vertauschbar. Mit der Anregung der Hyperonenzustände werden entsprechende Mesonenerzeugungen bzw. Vernichtungen gekoppelt.

Petzold.

7241 Y. Eisenberg. *Possible existence of a new hyperon.* Phys. Rev. (2) **96**, 541 bis 543, 1954, Nr. 2. (15. Okt.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Lab. Nucl. Stud.) In einem Stapel aus 42 Ilford-G5-Emulsionsschichten, die in etwa 33 km Höhe 6,5 h exponiert waren, wurde ein Ereignis gefunden, bei dem ein Teilchen K_2 zur Ruhe kommt und einen Stern aus fünf sichtbaren Spuren bildet. Von diesen sind drei Protonen mit den Energien 1,0, 5,5 und 0,5 MeV. Die vierte Spur ist ein Alphateilchen mit der Energie 29 MeV und die fünfte ist ein π - oder μ -Meson von 33 ± 4 MeV. Die gesamte sichtbare Energie dieses σ -Sternes ist 209 ± 4 MeV. Er muß deshalb durch Einfang eines schweren Mesons erzeugt worden sein. Aus Streuungen und Restreichweite wurde die Masse des Teilchens K_2 zu $940 \pm 200 m_e$ bestimmt. Verfolgt man K_2 zu seinem Ursprung, so findet man nach 21900μ einen Knick um 10° . Der Spurteil vor diesem Knick wird als K_1 bezeichnet. K_1 entsteht in einem $5 + 11$ p-Stern, welcher durch ein schnelles geladenes Teilchen von etwa 30 GeV erzeugt wurde. Vermutlich handelt es sich bei diesem Ereignis um einen der beiden Prozesse: $Y_1^- \rightarrow K_2^- + n + Q$, wenn $M(Y_1) \approx 2830 m_e$ oder $Y_1^- \rightarrow K_2^- + A^0 + Q$, wenn $M(Y_1) \approx 3160 m_e$. Die Massenbestimmung von Y_1 ergab aus Streuung und Ionisation $M(Y_1) = (3200^{+1200}_{-500})$.

Thurn.

7242 Y. B. Kim, J. R. Burwell, R. W. Huggett and R. W. Thompson. *Evidence for charge asymmetry of V^\pm -particles.* Phys. Rev. (2) **99**, 642, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Indiana Univ.) Es wurde früher berichtet, daß die p_y -Verteilungen und die Verteilung der Zerfallspunkte in der Kammer eine V^\pm -wie Ladungsunsymmetrie andeuten. Eine weitere Rechnung zeigt, daß die V^- -Lebensdauer von der Größe 10^{-10} sec ist, aber auch bis 10^{-9} sec reichen kann. Die V^+ -Lebensdauer ist beträchtlich länger. Die V^+ -Ereignisse lassen ein langlebiges $K^+ \rightarrow (L^+ + \text{ein neutrales})$ Teilchen der Masse um $1000 m_e$ vermuten. Der mittlere Wert von p' für drei V^+ -Ereignisse ist 222 ± 5 MeV und steht in guter Übereinstimmung mit dem K_μ . Wenn eine wesentliche Zahl der V^+ -Teilchen Θ^+ sind, so ist die Lebensdauer der Θ^+ wahrscheinlich beträchtlich länger als die der Θ^0 . Bei der schlechten Statistik läßt die p_y -Verteilung der V^- keinen isotropen Zweikörperzerfall einer homogenen Gruppe erkennen. Thurn.

7243 Gregor Wentzel. *Branching ratios in hyperon and heavy-meson decays.* Phys. Rev. (2) **101**, 505—506, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Nucl. Stud.) Die möglichen Verzweigungen werden unter der Annahme diskutiert, daß erstens die Λ - und Σ -Zerfälle elementar sind, dagegen das Θ -Teilchen in ein Hyperon und ein Nukleon zerfällt, zweitens der Θ -Zerfall elementar und der Hyperonenzerfall indirekt abläuft.

Thurn.

7244 G. Wentzel. *Λ^0 binding in light nuclei.* Phys. Rev. (2) **101**, 835—837, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Nucl. Stud., Dep. Phys.) Bei

einem Versuch, die Kräfte kennenzulernen, durch welche das Hyperon Λ^0 an leichte Kernbruchstücke gebunden wird, werden mehrere Annahmen gemacht: 1. Die Störungstheorie ist anwendbar, 2. Prozesse wie $N \rightarrow \Lambda^0 + \Theta^0$ herrschen vor, 3. der Spin des Θ -Teilchens ist 0 oder 1 und der Spin des Λ -Teilchens ist $1/2$ oder $3/2$, 4. es gibt keine anziehenden Berührungspotentiale, 5. Λ -Nukleon-Kräfte sind viel schwächer als Nukleon-Nukleon-Kräfte. Mit diesen Annahmen läßt sich die Änderung der Bindungsenergie des Λ -Teilchens mit dem Atomgewicht für jeden Kopplungstyp voraussagen. Thurn.

7245 B. Stiller, N. Seeman and M. M. Shapiro. *Nonmesonic decay of a helium hyperfragment*. Phys. Rev. (2) **100**, 959, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Naval Res. Lab.)

7246 M. M. Block, E. M. Harth and M. E. Blevins. *Evidence for the β decay of neutral V-particles*. Phys. Rev. (2) **100**, 959—960, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.) Schön.

7247 S. Fung, A. Pevsner, D. Ritson and N. Mohler. *$K^+ - \tau^+$ mass difference*. Phys. Rev. (2) **101**, 493—494, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Lab. Nucl. Sci., Phys. Dep.; Northampton, Mass., Smith Coll., Phys. Dep.) Ein Stapel von 100 Emulsionsschichten wurde mit dem K-Mesonenstrahl von Berkeley bestrahlt. Die Reichweiten von 743 K^+ -Mesonen und 65 τ^+ -Mesonen wurden gemessen. Das Verhältnis der mittleren Reichweiten der K^+ -Mesonen und der τ^+ -Mesonen kann zur Bestimmung ihrer relativen Massen herangezogen werden. Es ergab sich $m_{\tau^+} - m_{K^+} = (4 \pm 4) m_e$ und $m_K = (965 \pm 4) m_e$ und $m_{\tau} = (969 \pm 7) m_e$. Thurn.

7248 V. Fitch and R. Motley. *Mean life of K^+ mesons*. Phys. Rev. (2) **101**, 496 bis 498, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.) Die Lebensdauer des K^+ -Mesons wurde als Funktion seiner Zerfallsart gemessen, und zwar an $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ und $K_{\pi 2}^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$. Die K^+ -Mesonen wurden durch Protonen von 3 GeV aus Kupfer unter 60° erzeugt und durch Geschwindigkeitsanalyse mit CERENKOV-Zählern von den übrigen Teilchen getrennt. Die Messungen an 246 $K\pi_2$ und 392 $K_{\mu 2}$ -Mesonen ergaben: $T(K_{\pi 2}^+) = (12,1^{+1,1}_{-1,0}) \cdot 10^{-9}$ sec und $T(K_{\mu 2}^+) = (11,7^{+0,8}_{-0,7}) \cdot 10^{-9}$ sec. Thurn.

7249 Luis W. Alvarez, Frank S. Crawford, Myron L. Good and M. Lynn Stevenson. *Lifetime of K mesons*. Phys. Rev. (2) **101**, 503—505, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Mit Hilfe einer umfangreichen Zähler- und Absorberanordnung wurden folgende Lebensdauern bestimmt: $T(K_{\mu 2}) = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ sec, $T(K_{\pi 2}) = (1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ sec, $T(\tau) = (1,0^{+0,7}_{-0,3}) \cdot 10^{-8}$ sec. Thurn.

7250 G. Yekutieli, M. F. Kaplan and T. F. Hoang. *Nature of the neutral particles in the $K_{\mu 3}$ decay*. Phys. Rev. (2) **101**, 506—507, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Rochester, N. Y., Univ., Dep. Phys.) In Emulsionen, die dem K^+ -Mesonenstrahl des Bevatrons ausgesetzt waren, wurde ein K^+ -Meson beobachtet, das zur Ruhe gekommen in zwei Spuren mit Minimumionisation und eine graue Spur zerfiel. Die $p\beta$ -Werte der Minimumspuren waren 21 ± 6 und 74 ± 9 MeV. Das Paar stellt ein Elektron-Positron-Paar dar. Das andere Teilchen war positiv geladen und war vermutlich ein μ^+ -Meson von 17,93 MeV. Thurn.

7251 Sidney A. Bludman and Malvin A. Ruderman. *Radiative and nonradiative boson decay into leptons*. Phys. Rev. (2) **101**, 910—911, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Phys. Dep., Radiat. Lab.) Es wird gezeigt, daß die lange

μ_2 -Lebensdauer und das Fehlen von K_{e2} -Teilchen durch die gleiche Wechselwirkung beschrieben werden können, mit der man das Fehlen eines π -e-Zerfalls erklärt. Thurn.

7252 Warren W. Chupp, Gerson Goldhaber, Sulamith Goldhaber and Francis H. Webb. *Interactions of negative K-particles at rest.* Phys. Res. (2) **100**, 959, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. Calif.)

7253 E. M. Harth and M. M. Block. *Decay of an anomalous charged K-meson.* Phys. Rev. (2) **100**, 959, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.) Schön.

7254 R. L. Walker, J. G. Teasdale, V. Z. Peterson and J. I. Vette. *Photoproduction of positive pions in hydrogen-magnetic spectrometer method.* Phys. Rev. (2) **99**, 210—219, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol.) π^+ -Mesonen, die in gekühltem Wasserstoff unter hohem Druck durch Bremsstrahlung von 500 MeV erzeugt worden waren, wurden in einem großen magnetischen Spektrometer untersucht. Der Photoerzeugungs-Wirkungsquerschnitt wurde als Funktion der Photoenergie bei den Laboratoriumswinkeln $12,5^\circ$, 30° , 51° , 73° , 104° und 180° gemessen. Der so erfaßte Energiebereich erstreckt sich von 200 bis 470 MeV. Aus den Ergebnissen wurde die Winkelverteilung der Photomesonen berechnet. Sie hat bei niedrigen Energien ein Maximum nach rückwärts und bei hohen Energien ein Maximum nach vorwärts. Der Koeffizient B der Gleichung $\sigma(\theta) = A + B \cos\theta + C \cos^2\theta$ ändert bei etwa 340 MeV sein Vorzeichen. Der Gesamtquerschnitt hat ein Maximum bei 290 MeV von $205 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ und fällt dann schneller als λ^2 ab. Thurn.

7255 A. V. Tollestrup, J. C. Keek and R. M. Worlock. *Photoproduction of positive pions in hydrogen-counter telescope method.* Phys. Rev. (2) **99**, 220—228, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol.) Die Anregungsfunktion für die π^+ -Mesonenerzeugung aus Wasserstoff wurde im Energiebereich von 230 MeV bis 450 MeV bei den Laboratoriumswinkeln 24° , 38° , 53° , 73° , 93° , 115° , 140° und 160° gemessen. Die π -Mesonen wurden durch Messung von Reichweite und Ionisation in einem Szintillationszählerteleskop nachgewiesen und identifiziert. Aus den gewonnenen Daten wurde die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem berechnet. Der Wirkungsquerschnitt weist ein Maximum bei 300 MeV der Größe $2,20 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$ auf. Der Koeffizient B der Gleichung $\sigma(\theta) = A + B \cos\theta + C \cos^2\theta$ hat ein Maximum mit negativem Wert bei 250 MeV, geht dann bei 325 MeV durch Null und bleibt bis zu den höchsten gemessenen Werten der Energie positiv. Thurn.

7256 John Chappellear. *Photoproduction of mesons in deuterium.* Phys. Rev. (2) **99**, 254—260, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Bloomington, Ind., Univ., Dep. Phys.) Es wurden die Korrekturen für das übliche Impulsnäherungsverfahren bei der Bestimmung des elastischen Photoerzeugungsquerschnittes für neutrale Mesonen in Deuterium aus der Vielfachstreuung der durch Photonen erzeugten Mesonen berechnet. Für Gammastrahlenergien von 285 MeV und 345 MeV ergibt sich eine Erniedrigung des Wirkungsquerschnittes um etwa den Faktor zwei bei allen Winkeln für beide Energien. Dieses Ergebnis stimmt qualitativ mit dem Experiment überein. Thurn.

7257 B. Wolfe, A. Silverman and J. W. DeWire. *Elastic photoproduction of π^0 mesons from deuterium.* Phys. Rev. (2) **99**, 268—272, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Lab. Nucl. Stud.) Der mittlere differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma + d \rightarrow \pi^0 + d$ wurde für Photonen zwischen 250 und 300 MeV bei vier Winkeln gemessen. Es wurden Differenzmessungen mit Deuteroparaffin und Normalparaffin durchgeführt. Die Werte

des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die verschiedenen Winkel des π^0 -Mesons im Laborsystem sind (in 10^{-30} cm²/sterad) $4,2 \pm 0,6$ bei 76° , $3,2 \pm 0,5$ bei 93° , $2,5 \pm 0,04$ bei 110° und $1,2 \pm 0,3$ bei 130° . Die Werte stimmen mit denen aus der Theorie überein.

Thurn.

7258 H. L. Davis and D. R. Corson. *Elastic photoproduction of π^0 mesons from deuterium at 270 Mev.* Phys. Rev. (2) **99**, 273—277, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Lab. Nucl. Stud.) Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $\gamma + d \rightarrow \pi^0 + d$ wurde durch Beobachtung des Rückstoßdeuterons in Kernemulsionen gemessen. Für den absoluten Wirkungsquerschnitt der π^0 -Erzeugung wurden bei einer Photonenenergie von 270 MeV bei den π^0 -Laboratoriumswinkeln 124° und 168° folgende Werte erzielt: $d\sigma/d\Omega$ (124°) = $3,2 \pm 0,9$ μ barn/sterad und $d\sigma/d\Omega$ (168°) = $1,3 \pm 0,5$ μ barn/sterad. Der Umstand, daß der Wirkungsquerschnitt die gleiche Größenordnung hat wie der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von π^0 -Mesonen aus Wasserstoff, ist ein Zeichen dafür, daß eine aufbauende Interferenz besteht zwischen der π^0 -Erzeugung aus dem Proton und der π^0 -Erzeugung aus dem Neutron.

Thurn.

7259 R. M. Sternheimer. *Energy distribution of γ -rays from π^0 decay.* Phys. Rev. (2) **99**, 277—281, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wird gezeigt, daß die Gammastrahlverteilung beim Zerfall der π^0 -Mesonen, die beim Beschießen einer Probe mit energiereichen Teilchen entsteht, in einfacher Weise mit dem differentiellen π^0 -Erzeugungsquerschnitt für genügend hohe Gammaenergien (≤ 500 MeV) verknüpft ist. Es wurde ein Ausdruck für den π^0 -Erzeugungsquerschnitt als Funktion der Gammastrahlenergieverteilung gewonnen. Das Ergebnis wird auf den Fall eines Zweikörperzerfalls ausgedehnt, für den ein Ausdruck für den Erzeugungsquerschnitt der Primären als Funktion der beim Zerfall emittierten Sekundären angegeben ist.

Thurn.

7260 A. Fafarman and M. H. Shamos. *Mesonic X-rays from capture of cosmic ray mu mesons in a chemical compound.* Phys. Rev. (2) **99**, 623, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) Berichtigung ebenda S. 606. (New York Univ.) Die Röntgenstrahlen, die von Kohlenstoff- und Sauerstoffatomen mit Mesonenhülle emittiert werden, wurden mit einer Antikoinzidenzanordnung nachgewiesen. Es war möglich, die mesonischen Röntgenstrahlen fast ohne Untergrundeffekte und ohne Beitrag der Kerngammastrahlung oder Bremsstrahlung zu untersuchen. Die gemessenen $2p-1s$ -Übergangsenergien von 82 keV und 145 keV stimmen für Sauerstoff und Kohlenstoff mit den einfachen Berechnungen BOHRscher Bahnen überein. Das beobachtete Verhältnis von Einfängen durch Sauerstoff und Kohlenstoff ($0,33 \pm 0,04$) stimmt nicht mit der von FERMI und TELLER vorausgesagten Z-Abhängigkeit überein.

Thurn.

7261 A. Fafarman and M. H. Shamos. *Mesonic X-rays from capture of cosmic-ray μ mesons in a chemical compound.* Phys. Rev. (2) **100**, 874—879, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (New York. N. Y., Univ., Dep. Phys., Washington Square Coll.) Es wurden Messungen an den Röntgenstrahlen durchgeführt, die von Sauerstoff- und Kohlenstoff-Mesonenatomen emittiert werden, welche beim Einfang von μ -Mesonen der kosmischen Strahlung gebildet werden. Ein Gefäß mit vier Liter Szintillationsflüssigkeit diente als Absorber und Nachweisinstrument für die zur Ruhe gekommenen μ -Mesonen der kosmischen Strahlung. Die Mesonen-Röntgenstrahlen wurden mit einem Szintillationsspektrometer nachgewiesen. Die gemessenen $2p-1s$ -Übergangsenergien von 82 keV und 145 keV für Kohlenstoff bzw. Sauerstoff stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit mit den einfachen Berechnungen der BOHRschen Bahn überein. Das beobachtete Verhältnis der Einfänge durch Sauerstoff und Kohlenstoff ($0,33 \pm 0,04$) stimmt nicht mit der von FERMI und TELLER vorausgesagten Z-Abhängigkeit überein.

Thurn.

7262 G. E. Masek, A. J. Lazarus and W. K. H. Panofsky. *Electromagnetic production of μ mesons.* Phys. Rev. (2) **99**, 650, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stanford Univ.) Die Zahl der μ -Mesonen, die aus einem Kupferblock von einer $1/2$ Strahlungslänge Dicke beim Bestrahlen mit Elektronen von 500 MeV austreten, wurden unter 10° und 30° zum Elektronenstrahl gemessen. Winkel und Impuls wurden bestimmt. Wenn man die berechnete Annahme macht, daß die π -Erzeugung isotrop ist, dann kann man jede größere Abweichung von der Isotropie zwischen 10° und 50° der μ -Mesonen-Paarerzeugung zuschreiben. Der experimentell gefundene Wirkungsquerschnitt ist verträglich mit dem von RAWITSCHER angegebenen. Thurn.

7263 W. K. H. Panofsky and G. B. Yodh. *Pion production from hydrogen by 600-Mev electrons.* Phys. Rev. (2) **99**, 651, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) Berichtung ebenda S. 607. (Stanford Univ.) Das Verhältnis der Zahl der durch Bremsstrahlung erzeugten zu der Zahl der durch Elektronen aus Wasserstoff erzeugten π -Mesonen wurde gemessen. Es wurden π -Mesonen um 60 MeV unter 75° zu einem 600 MeV Elektronenstrahl beobachtet. Es soll X_0 die Dicke des fiktiven Strahlers bedeuten, durch den die Ausbeute mit Elektronen verdoppelt würde. Es ergab sich für π -Mesonen um 60 MeV $X_0 = 0,0183 \pm 0,0010$. Thurn.

7264 R. H. Helm, K. M. Crowe and G. W. Taubfest. *μ -e decay spectrum.* Phys. Rev. (2) **99**, 650, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stanford Univ.) Verzögerte Positronen vom $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \beta^+$ Zerfall in einer Li- oder C-Probe, die einer Bremsstrahlung von 500 MeV ausgesetzt waren, wurden magnetisch um 180° abgelenkt und nachgewiesen. Die Maximalenergie der Positronen lag bei einer Feldstärke von 4500 Gauß. Aus dem gemessenen Spektrum wurde der ρ -Parameter nach MICHEL berechnet zu $\rho = 0,55 \pm 0,10$. Thurn.

7265 D. Stork and S. Wheatstone. *Cross section for $p + p \rightarrow \pi^+ + p + n$.* Phys. Rev. (2) **99**, 651, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. California.) Der 0° -Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + p + n$ (1) wurde als Funktion der π -Mesonenenergie für Protonen einer Energie von 338 MeV gemessen. Die Inhomogenität der Protonenenergie war $\pm 1,2$ MeV, so daß das Kontinuum der π -Mesonenenergie der Reaktion (1) von der Spitze, die durch die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ (2) hervorgerufen wird, getrennt werden konnte. Das Verhältnis der Gesamtwirkungsquerschnitte ($d\sigma/d\Omega$) der Reaktion (1) und (2) steht in guter Übereinstimmung mit der Theorie von WATSON-BRUECKNER. Die Form des Energiespektrums der Reaktion (1) stimmt jedoch nicht mit der Theorie überein. Thurn.

7266 J. E. Carothers and C. G. Andre. *π^+/π^- ratios produced by 340-Mev protons at 0° .* Phys. Rev. (2) **99**, 651, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. California.) Das π^+/π^- -Verhältnis wurde für mehrere Elemente unter 0° zu einem 340 MeV Protonenstrahl gemessen. Die Erzeugungsverhältnisse sind für die Energie 30, 60 und 120 MeV für D, He, Be, C und Pb in einer Tabelle angegeben. Thurn.

7267 Peter H. Moulthrop. *Pion production by neutrons on helium.* Phys. Rev. (2) **99**, 1509–1514, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) kurz. Sitzungsber. ebenda S. 651, Nr. 2. (15. Juli.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Radiat. Lab.) Eine mit Helium von 36 Atm gefüllte Diffusionsnebelkammer mit einem Magnetfeld von 21000 Gauß wurde in einem 300 MeV Neutronenstrahl betrieben. Es wurden 295 π -Mesonen mit Begleitpartnern gefunden. Die Häufigkeit der einzelnen Reaktionstypen ist prozentual angegeben. Die wichtigsten Reaktionen sind $n + \alpha \rightarrow p + \text{He}^3 + n$; π^- mit 32%, $n + \alpha \rightarrow d + \text{He}^3 + \pi^-$ mit 30,4% und $n + \alpha \rightarrow p + p + d + n + \pi^-$ mit 15,4%. Es wird ein Vergleich zwischen den Ergebnissen und den von TANNEN-

WALD für Neutronen von 90 MeV an Helium gemessenen Wirkungsquerschnitten gezogen. Der Vergleich zeigt, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Alpha-teilchen aufgebrochen wird, bei den π -Mesonen-Erzeugungsexperimenten viel größer ist. Dies weist auf die Bedeutung von großen Energieübertragungen für die π -Mesonenerzeugung hin. Die Energieverteilung der Mesonen steht in guter Übereinstimmung mit der, die bei ähnlichen Experimenten bei einer Sauerstoff-Füllung der Kammer gefunden wurde. Zwei Fälle von π^0 -Erzeugung wurden beobachtet, bei denen die π^0 -Mesonen in ein Elektronenpaar und einen Gammastrahl zerfielen. Ein Fall von Dreifacherzeugung $\gamma + e^- \rightarrow e^+ + e^- + e^-$ trat auf.

Thurn.

7268 R. Stephen White, Mark J. Jakobson and Gordon W. Repp. π^+ photomeson production at 143° . Phys. Rev. (2) **99**, 651, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. California.) Flüssiger Wasserstoff und flüssiges Deuterium wurden mit Bremsstrahlung des Berkeley-Synchrotron beschossen. π^+ -Mesonen wurden unter 143° zum Strahl durch Koinzidenzmessungen zwischen dem π^+ -Meson und dem Positron des μ^+ -Zerfalls nachgewiesen. Die Anregungsfunktion für die π^+ -Erzeugung unter 143° wurde gemessen. Meßwerte sind nicht angegeben.

Thurn.

7269 F. E. Mills and L. J. Koester jr. Neutral photomesons from hydrogen. Phys. Rev. (2) **99**, 651, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Illinois.) Gesamtwirkungsquerschnitte für die Photoerzeugung von π^0 -Mesonen in flüssigem Wasserstoff wurden von der Schwellenenergie bis 240 MeV gemessen. Einer der π^0 -Zerfallsgammastrahlen wurde in einem Szintillationszählerteleskop nachgewiesen. Die Photonenenergie wurde in Stufen von 10 MeV geändert. Es ergab sich, daß in diesem Energiebereich der Wirkungsquerschnitt für Gammastrahlen unter 84° ein Maß für den π^0 -Gesamtwirkungsquerschnitt liefert. Eine s-p-Interferenz wurde aus dem Vergleich zwischen dem 84° und 130° Gamma-wirkungsquerschnitt abgeleitet.

Thurn.

7270 L. J. Koester jr. Neutral photomesons from hydrogen. Phys. Rev. (2) **99**, 651—652, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Illinois.) Es wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $h\nu + p \rightarrow \pi^0 + p$ für Photonen einer Energie zwischen 180 und 215 MeV gemessen. Die Rückstoßprotonen aus flüssigem Wasserstoff wurden in Kernemulsionen nachgewiesen. Der Winkel der π^0 -Mesonen war im Schwerpunktsystem 135° bei den niedrigen Energien und 110° bei 280 MeV. Bei Vergleich mit dem Gesamtwirkungsquerschnitt zeigen die 135° Wirkungsquerschnitte eine Asymmetrie nach rückwärts in der Winkelverteilung an. Sie kann als Interferenz zwischen s- und p-Wellen erklärt werden.

Thurn.

7271 Dale R. Corson, William S. McDonald and Vincent Z. Peterson. Neutral meson photoproduction at forward meson angles. Phys. Rev. (2) **99**, 653, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Cornell Univ.; California Inst. Technol.) Tiefgekühltes Wasserstoffgas unter hohem Druck wurde mit Bremsstrahlung von 500 MeV beschossen. Die austretenden Rückstoßprotonen wurden mit C2-Emulsionen nachgewiesen. Es waren Protonen einer Mindestenergie von 5 MeV nachweisbar. Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $\gamma + P \rightarrow P + \pi^0$ sind für Energien von 260 bis 500 MeV in einer Tabelle angegeben.

Thurn.

7272 M. Sands, M. Bloch, J. G. Teasdale and R. L. Walker. A search for the photoproduction of meson pairs in hydrogen. Phys. Rev. (2) **99**, 652, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (California Inst. Technol.) Es wurde versucht, π^+ -Mesonen aus der Wechselwirkung von Photonen mit Wasserstoff nachzuweisen.

Die Existenz von π^- -Mesonen würde ein Hinweis auf eine Mesonenpaarerzeugung sein. Messungen unter einem Winkel von 73° zum Photonenstrahl bei einer Mesonenenergie von 47 MeV ergaben für Wasserstoff für π^- -Mesonen eine Intensität von $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$ der Intensität der π^+ -Mesonen bei der gleichen Energie. Bei einer Photonenenergie von 375 MeV fehlten die meisten π^- -Mesonen.

Thurn.

7273 R. M. Friedman, K. M. Crowe and Hans Motz. *Pion pair production by photons.* Phys. Rev. (2) **99**, 672, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stanford Univ.) Es wurde versucht π -Mesonenpaare zu beobachten, die durch 500—600 MeV Bremsstrahlung an Wasserstoff erzeugt worden waren. Das Verhältnis π^-/π^+ bei 55 MeV unter 75° (Laborwinkel) ergab mit 590 MeV Bremsstrahlung weniger als $3,7 \pm 0,4\%$. Der Wert ist als obere Grenze anzusehen.

Thurn.

7274 Hans Motz, K. M. Crowe and R. M. Friedman. *π^-/π^+ ratios in photoproduction.* Phys. Rev. (2) **99**, 673, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stanford Univ.) Es wurden Änderungen des π^-/π^+ -Photoerzeugungsverhältnisses für asymmetrische Kerne beobachtet. Sie scheinen mit dem Unterschied in der Bindungsenergie des Grundzustandes des Restkernes in Verbindung zu stehen. Für Bremsstrahlung von 280 MeV ergibt eine Auftragung des π^-/π^+ -Verhältnisses gegen $\Delta M = M_{Z+1,A} - M_{Z-1,A}$ eine Gerade für alle untersuchten Elemente. Es wurden auch die π^-/π^+ -Verhältnisse für Be, Li, C, Ca und Pb für verschiedene Primärelektronenenergien gemessen. Bei hohen Energien (500 MeV) scheint das π^-/π^+ -Verhältnis dem Neutron-Proton-Verhältnis zu folgen.

Thurn.

7275 K. M. Crowe, R. M. Friedman and Hans Motz. *π^+ photoproduction in carbon.* Phys. Rev. (2) **99**, 673, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stanford Univ.) Es wurden die Ausbeuten an positiven Photo- π -Mesonen von 60 ± 10 MeV unter 75° Laborwinkel für Bremsstrahlen von 250 bis 600 MeV gemessen. Die Bremsstrahlen wurden mit Hilfe eines energievariablen Linearbeschleunigers für Elektronen hergestellt. Die „Wirksamkeit“ pro Proton $\varepsilon = \sigma_C/6 \cdot \sigma_H$ ändert sich langsam mit der Energie der Primärelektronen. Sie wird 0,95 bei 500 MeV. Verschiedene Erklärungen für diesen Effekt werden diskutiert.

Thurn.

7276 K. M. Crowe, R. H. Helm and G. W. Tautfest. *Preliminary data on the measurement of the $\mu^+-\beta^+$ decay spectrum.* Phys. Rev. (2) **99**, 872—874, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Stanford, Calif., Univ., High-Energy Phys. Lab.) Vorläufige Ergebnisse über das μ - β -Zerfallsspektrum werden mitgeteilt. Die Daten sind vertraglich mit der MICHEL-Theorie mit einem Parameter $\rho = 0,50 \pm 0,10$. Korrekturen und Fehlerquellen werden diskutiert.

Thurn.

7277 C. P. Sargent, M. Rinehart, L. M. Lederman and K. C. Rogers. *Diffusion cloud-chamber study of very slow mesons. II. Beta decay of the muon.* Phys. Rev. (2) **99**, 885—890, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (New York, N. Y., Columbia Univ., Dep. Phys.) Das Elektronenspektrum, das beim Zerfall der μ -Mesonen entsteht, wurde bestimmt. Die μ -Mesonen wurden im Gas einer mit Wasserstoff gefüllten Hochdruckdiffusionsnebelkammer abgebremst. Die Impulse der Zerfallelektronen wurden aus ihrer Krümmung in einem Magnetfeld von 7750 Gauß bestimmt. Das Spektrum von 415 Elektronen wurde nach der Theorie von MICHEL berechnet. Der Parameter ρ ergab sich zu $0,64 \pm 0,10$. Das Resultat wird diskutiert.

Thurn.

7278 W. F. Fry, J. Schneps, G. A. Snow and M. S. Swami. *π - μ decay with an associated electron pair.* Phys. Rev. (2) **99**, 1055—1056, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Madison, Wisc., Univ., Dep. Phys.) In Photoplaten wurde ein π - μ -Zerfall beob-

achtet, bei dem gleichzeitig ein Elektronenpaar emittiert wurde. Die Reichweite kann durch die gleichzeitige Erzeugung des Elektronenpaares erklärt werden. Die von den Elektronen weggeführte kinetische Energie plus ihrer Ruheenergie ist $33,7 \pm 0,9$ MeV und steht in guter Übereinstimmung mit der normalen Zerfallsenergie von 33,9 MeV.

Thurn.

7279 F. Mandl and T. Regge. *Reaction $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ with polarized protons.* Phys. Rev. (2) **99**, 1478—1483, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Rochester, N. Y., Univ.) Die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ wird analysiert. Mit der statistischen Operatormethode wird abgeleitet: (i) Erzeugungsquerschnitt für s, p und d-Wellen-Mesonen für den Fall eines polarisierten Protonenstrahles, (ii) die Polarisation des Deuterons, sowohl für polarisierte, wie für unpolarisierte Protonen. Bei Beschränkung auf s- und p-Wellen liefert die Deuteron-Polarisation neue Aussagen über die Erzeugungsamplituden. Es werden diskutiert: (i) Die Möglichkeiten zur Messung der Deuteron-Polarisation, (ii) die Beziehung der Phasen der Erzeugungsamplituden zu den pp-Streuungsphasen.

Thurn.

7280 Jack Merritt and Daniel A. Hamlin. *Production of π^+ mesons at 0° by 335-Mev protons on deuterium and complex nuclei.* Phys. Rev. (2) **99**, 1523 bis 1528, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Radiat. Lab.) Die relativen Ausbeuten an π^+ -Mesonen wurden beim Beschuß mit Protonen von 335 MeV gemessen. Besonders wurde der relative differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dE d\Omega$ bei $0^\circ \pm 4^\circ$ der Reaktion $p + A \rightarrow \pi^+ + A'$ für D, Be^9 , B^{10} , B (natürlich), C, Al, Cu, Fe, Ag und Pb bestimmt. Die π^+ -Mesonenenergien reichten von 34 bis 147 MeV. Es wurden keine besonderen Isotopieeffekte für die π^+ -Mesonenspektren von den Isotopen Be^9 , Be^{10} , B (natürlich) und C beobachtet. Für C, Cu und Pb ist die relative π^+ -Mesonenausbeute pro Kern proportional dem Produkt aus zwei Faktoren, (a) Zahl der Protonen im Kern, (b) Dämpfungsfaktor F, der abgeleitet wird von den freien Weglängen von Proton und Meson in Kernmaterie. Die Mesonenstreuung wird für Kohle diskutiert.

Thurn.

7281 Joseph Callaway. *Interaction of π^- mesons with light nuclei.* Phys. Rev. (2) **99**, 1628, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Miami.) Experimente über die Energieniveaushiftung in leichten π^- -Mesonen-Atomen zeigen eine Abstoßung zwischen dem Meson im ls-Zustand und dem Kern. Die Energieniveaushiftung wird durch die Störungstheorie gegeben zu $\Delta E = 4/3 \cdot (Z r_0/\alpha_0)^3 \text{AV}$ wobei α_0 der Mesonen-Bohr-Radius bedeutet. Eine Auftragung von ΔE gegen $Z^3 A$ für sechs Elemente liefert $V = 6,6$ MeV. Um dieses Ergebnis mit der Streuung von π -Mesonen durch leichte Kerne in Übereinstimmung zu bringen, wird angenommen, daß die Wechselwirkung zwischen Meson und Kern in p-Zuständen anziehend, in s-Zuständen abstoßend ist.

Thurn.

7282 Arthur E. Rørmark and William B. Good. *Unstable combinations which can simulate neutral mesons.* Phys. Rev. (2) **99**, 1628, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Alabama.) Es wird die Möglichkeit diskutiert, daß zwei instabile Teilchen aus Sternen unter solchen Winkel emittiert werden, daß sie ein „Atom“ vorstellen können. Solche Kombinationen haben Ionisierungspotentiale, die von 1400 Volt für $\mu - \mu$ bis 14800 Volt für ein Paar von geladenen V_1 -Teilchen reichen.

Thurn.

7283 George H. Rawitscher. *Effect of the finite size of the nucleus on μ -pair production by gamma rays.* Phys. Rev. (2) **101**, 423—426, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Stanford, Calif., Univ., Dep. Phys.) Mit Hilfe der BREIT-HEITLER-Formel wurde der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von μ -Mesonenpaaren durch Gamma-

strahlen berechnet, wobei die Endausdehnung des Kernes berücksichtigt wurde. Es wird gezeigt, daß der Wirkungsquerschnitt beträchtlich kleiner ist als der für einen Kern mit Punktladung. Thurn.

7284 Walter H. Barkas, Wallace Birnbaum and Frances M. Smith. *Mass-ratio method applied to the measurement of L-meson masses and the energy balance in pion decay.* Phys. Rev. (2) **101**, 778—795, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Es werden besonders entwickelte Methoden beschrieben, die es gestatten, π/μ -Mesonenmassenverhältnisse unter Vermeidung systematischer Fehler zu bestimmen. Als Nachweisinstrument dienten Photoplatten. Es ergaben sich folgende Massenverhältnisse: $\pi^+/\text{Proton} = 0,14887 \pm 0,00011$, $\pi^-/\pi^+ = 0,998 \pm 0,002$, $\pi^+/\mu^+ = 1,321 \pm 0,002$. Unter der Annahme, daß das neutrale Teilchen beim π -Zerfall die Masse Null hat, ergibt sich $\pi^0 = 273,3 \pm 0,2 m_e$, $\pi^- = 272,8 \pm 0,3 m_e$ und $\mu^+ = 206,9 \pm 0,2 m_e$. Thurn.

7285 R. E. Behrends, R. J. Finkelstein and A. Sirlin. *Radiative corrections to decay processes.* Phys. Rev. (2) **101**, 866—873, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Los Angeles, Calif., Univ., Dep. Phys.) Verff. betrachten den Zerfall eines beliebigen geladenen Fermions in ein leichteres unter Emission eines einzelnen Bosons oder zweier anderer Fermionen ohne spezielle Annahmen über die Natur der für den Zerfall verantwortlichen Wechselwirkung. Es werden die Störungen berechnet, die mit reellen und virtuellen Photonen verknüpft sind. Wenn das entstehende Boson stark gekoppelt ist, gelten die Betrachtungen nicht. Die elektromagnetischen Korrekturen sind groß bei großem Verlust an Ruhemasse. Als am meisten interessierendes Beispiel wird der Beta-Zerfall des μ -Mesons ausführlich behandelt. Die hier nötigen energieabhängigen Strahlungskorrekturen verursachen Abweichungen von einigen Prozent gegenüber der ohne Strahlungskorrekturen gerechneten Spektralform von MICHEL. Bei genügend genauer Messung sollte ein LAMB-Term ohne Vakuumpolarisation zu beobachten sein. Zur detaillierteren Diskussion der allgemeinen FERMIschen Wechselwirkung wäre die Kenntnis des Einflusses der Mesonenwolke auf den Beta-Zerfall des Neutrons vonnöten. Daniel.

7286 William B. Fowler, George Maenchen, Wilson M. Powell, George Saphir and Robert W. Wright. *Multiple pion production in n-p collisions at the bevatron.* Phys. Rev. (2) **101**, 911—913, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Radiat. Lab.) Beim Bestrahlen einer mit Wasserstoff gefüllten Diffusionsnebelkammer in einem Magnetfeld von 15300 Gauß mit energiereichen Neutronen wurden mehr als 50 Ereignisse beobachtet, bei denen π -Mesonen durch π -p-Stöße erzeugt worden waren. Ein Ereignis zeigte sieben auslaufende Spuren. Impuls- und Ionisationsmessungen führen zur Annahme, daß bei diesem Ereignis fünf π -Mesonen durch ein Neutron von 4,7 GeV erzeugt wurden nach dem Schema $n + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \pi^-$. Die Daten der Spuren sind in Tabellen angegeben. Thurn.

7287 Dan Kessler et Roland Maze. *Sur les interactions électromagnétiques des mésons μ dans les arrangements de compteurs.* Physica, 's Grav. **21**, 425—440, 1955, Nr. 5. (Mai.) (Paris, Ecole Normale Supérieure.) In Koinzidenzanordnungen zur Messung der Kernwechselwirkung von μ -Mesonen werden 3- und Mehrfachkoinzidenzen nicht nur durch Schauerteilchen, sondern auch durch weiche Sekundärteilchen erzeugt, die durch elektromagnetische Wechselwirkung entstehen. Es werden verschiedene Experimente beschrieben, die der Untersuchung des Einflusses der weichen Sekundärstrahlung von μ -Mesonen auf Zählarrangordnungen dienen. Bei kleinen Entfernungen von der Mesonenspur werden die Zählrohre durch Elektronen ausgelöst, in Entfernungen von mehr als 0,8 cm Pb überwiegt der Anteil an Photonen von 2—7 MeV. Sekundärereignisse in verschiedenen Tiefen sind nicht statistisch unabhängig voneinander. Die Verteilung ist von der

Zählordnung abhängig und wird mit Koinzidenzmessungen an durchdringenden Schauern in verschiedenen Tiefen unter der Erdoberfläche untersucht.

Röhler.

7288 D. J. Thouless. *Energy levels of π -mesic atoms*. Proc. phys. Soc., Lond. (A) **69**, 280—281, 1956, Nr. 3 (Nr. 435 A). (1. März.) (Cambridge, Cavendish Lab.) Verf. diskutiert die Arbeit von BRUECKNER (s. diese Ber. S. 1343) über den Einfluß der Kernabsorption eines π -Mesons auf das 1 S-Niveau eines π -Meson-Atoms. Überlegungen über die möglichen Zwischenzustände sowie den Einfluß der Wechselwirkung der Nukleonen führen zu Ergebnissen, die von denen BRUECKNERS abweichen. Außerdem wird die Abhängigkeit vom Kernmodell geprüft und als beträchtlich festgestellt. Doch ist die Größenordnung der berechneten Effekte wahrscheinlich richtig.

G. Schumann.

7289 D. J. Collington, A. N. Dellis, J. H. Sanders and K. C. Turberfield. *Magnetic moment of the proton*. Phys. Rev. (2) **99**, 1622—1623, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Oxford, Engl., Clarendon Lab.) Eine Verbesserung der Anordnung von JEFFRIES zur Bestimmung des magnetischen Moments des Protons (Phys. Rev. **81**, 1040, 1951) ermöglichte eine exaktere Bestimmung der Zyklotron-Resonanzfrequenz ν_c . Aus dieser Frequenz und der Spin-Präzessionsfrequenz ν_p von Protonen im gleichen Magnetfeld, das auf 0,005% reproduzierbar war, erhielten Verf. für das magnetische Moment des Protons einen Wert von $2,79281 \pm 0,00004$ Kernmagnetonen. Dieser Wert stimmt mit einer anderen Präzisionsmessung gut überein.

R. Bock.

7290 J. M. Robson. *Angular correlation in the beta decay of the neutron*. Phys. Rev. (2) **100**, 933—935, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Chalk River, Ontario, Can., Atom. Energy Lim., Chalk River Lab.) Zu der direkt am Pile durchgeführten Messung wurden die Elektronen mit einem Linsenspektrometer, das eine zusätzliche Blende zur Definition des Quellenvolumens besaß, und die nachbeschleunigten Protonen direkt mit einem Multiplier nachgewiesen; außerdem lief ein Neutronenmonitor mit. Die Anordnung ist in einer genauen Zeichnung abgebildet. Gemessen wurde das mit Photonen im Winkelbereich 145 bis 175° koinzidierende Impulsspektrum der Elektronen. Wie durch einen Kontrollversuch festgestellt wurde, hatte die Protonenlaufzeit den ausgerechneten Wert. Bei Abschalten des Neutronenstroms durch einen Borverschluss traten keine echten Koinzidenzen auf. Die Meßpunkte sind zusammen mit den normalisierten theoretischen Kurven dargestellt. Der Koeffizient der Beta-Neutrino-Winkelkorrelation ergab sich zu $+0,089 \pm 0,108$ (mittlerer Fehler). Dies Resultat ist im Einklang mit einer Beta-Wechselwirkung der Form ST mit $g_T^2/g_S^2 = 1,49 \text{ }^{+1,44}_{-0,56}$.

Daniel.

7291 Hans-Peter Duerr and Edward Teller. *Interaction of antiprotons with nuclear fields*. Phys. Rev. (2) **101**, 494—495, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Phys. Dep., Radiat. Lab.) Es wird gezeigt, wie man bei Annahme eines geschwindigkeitsabhängigen Kernpotentials für ein Antiproton ein Anziehungspotential von $0,9 mc^2$ im Kern ableiten kann. Das Ergebnis könnte experimentell durch Messung des Gesamtstoßquerschnitts zwischen Antiprotonen und Kernen geprüft werden. Der Wirkungsquerschnitt sollte πr_{eff}^2 sein, wobei r_{eff} = Kernradius plus Reichweite des Kernpotentials. r_{eff} sollte in dem Maße wachsen, wie die kinetische Energie des Antiprotons klein gegen mc^2 wird.

Thurn.

7292 John M. Brabant, Bruce Cork, Nahmin Horowitz, Burton J. Moyer, Joseph J. Murray, Roger Wallace and William A. Wenzel. *Terminal observations on „antiprotons“*. Phys. Rev. (2) **101**, 498—501, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Radiat. Lab.) Von einem Antiproton erwartet man,

daß es durch Vereinigung mit einem Nukleon vernichtet werden kann. Es ist deshalb anzunehmen, daß man am Ende der Spur eines Antiprotons Anzeichen für das Freiwerden eines großen Energiebetrages finden kann. Die Ergebnisse der beschriebenen umfangreichen Experimente sind mit dem erwarteten Verhalten der Antiprotonen nicht unverträglich.

Thurn.

7293 Enos E. Witmer. *Three-dimensionality of space and the masses of nuclei and elementary particles*. Phys. Rev. (2) **99**, 1663, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Pennsylvania.) Schön.

7294 A. Florian und P. Urban. *Matrizelemente und Integrale für das Schalenmodell der leichten Kerne*. Acta phys. austr. **8**, 338—345, 1954, Nr. 4. (Juli.) (Graz, Univ., Inst. theor. Phys.) Um die genäherten Energieeigenwerte von Kernzuständen zu finden, hat man die Erwartungswerte der eigentlichen Kernkräfte und der COULOMB-Kraft zu berechnen. In erster Näherung wird für jedes Nukleon als Ausgangspotential ein Oszillatorpotential und strenge Spin-Bahn-Kopplung angenommen. Die Energieeigenwerte werden nach dem RITZschen Variationsprinzip berechnet. Als Kernkräfte werden der Reihe nach außer der Spin-Bahn-Kopplung WIGNER-, HEISENBERG-, BARTLETT- und MAJORANA-Kraft gewählt. Die Arbeit enthält die Energie-Erwartungswerte in der abgeschlossenen 1s- und 2p-Schale sowie die Wirkung dieser Schalen auf ein einzelnes Nukleon in einigen andern Zuständen. Eine Anzahl von Integralen, wie sie bei der Berechnung von Matricelementen auftreten, sind aufgeführt. Im Anhang findet man die normierten Wellenfunktionen der Nukleonen in den drei ersten Schalen des Oszillators.

Daniel.

7295 B. C. Carlson and I. Talmi. *Pairing effects in Coulomb energies and the radii of mirror nuclei*. Phys. Rev. (2) **96**, 436—444, 1954, Nr. 2. (15. Okt.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.) Die COULOMB-Energiedifferenz zwischen den Kernen eines Spiegeelpaars zeigt einen ungerade-gerade-Wechsel mit Z , von dem angenommen wird, daß er die wohlbekannte pairing-Eigenschaft der kurzreichweitigen Kernkräfte widerspiegelt. Wenn man die zweiten Differenzen der COULOMB-Energie (Differenzen zwischen aufeinanderfolgenden Spiegeelpaaren) nimmt, sieht man, daß der Wechsel sich wenigstens bis $Z = 15$ fortsetzt, und es treten Irregularitäten auf, die Schalenstruktureffekte sein können. Die Analyse von FLENNBERG und GOERTZEL wird vom Standpunkt des Schalenmodells diskutiert, und das pairing der Spins wird auf das für den Zustand niedrigster seniority charakteristische pairing ausgedehnt. Das Modell eines harmonischen Oszillators mit jj -Kopplung wird zur Berechnung der COULOMB-Energie unter Einfluß von Austauscheffekten im Zustand niedrigster Protonen-seniority benutzt. Der einzige Parameter des Modells wird durch Vergleich mit experimentellen Daten bestimmt und bleibt auf $\pm 1,5\%$ konstant über die Schalen p und d . Der quadratisch gemittelte Radius der Kernladungsverteilung wird mit dem gleichen Modell ausgerechnet. Zwischen C^{13} und Al^{27} fällt das äquivalente r_0 ziemlich allmählich von 1,34 bis 1,29. Für $A < 11$ ist das Modell nicht zufriedenstellend, und für $A > 31$ finden sich erste Diskrepanzen in den Daten. Die neuesten Daten zeigen an, daß r_0 auf den Bereich 1,1 bis 1,15 für $A \approx 39$ fallen kann.

Daniel.

7296 R. Adkins and J. G. Brennan. *Intermediate coupling in odd-odd nuclei*. Phys. Rev. (2) **99**, 706—708, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) Berichtigung ebenda **100**, 1790, Nr. 6. (15. Dez.) (Washington, D. C., Cath. Univ. Amer.) Zur Erklärung der Terme in Li^6 und N^{14} wurde ein Kernmodell mit mittlerer Kopplung angewendet. In Umkehrung der sonst üblichen Reihenfolge wurde zuerst eine Wellenfunktion für den Grundzustand aufgesucht, die die experimentellen Werte für die Kernmomente richtig wiedergibt, und dann ein Potential, das Spin-Bahn- und Tensor-

kräfte enthält, ausgewählt, das diese Wellenfunktion als Grundzustand hat und außerdem die richtige Aufspaltung der unteren Niveaus ergibt. Hierfür wurde eine YUKAWA-Radialabhängigkeit des Potentials angenommen. Für Li^6 gelangt man bei Annahme starker Tensorkräfte zu richtigen Resultaten. Dagegen sind die Ergebnisse für N^{14} bei zusätzlicher Berücksichtigung des nahezu verschwindenden Matricelementes des β -Zerfalls von C^{14} ziemlich unbefriedigend, da zur Erzielung guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten sehr große und physikalisch unerklärbare Werte für die Potentialparameter notwendig sind.

R. Bock.

7297 **Steven A. Moszkowski.** *Particle states in spheroidal nuclei.* Phys. Rev. (2) **99**, 803—809, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Los Angeles, Calif., Univ.) Energieniveaus und Wellenfunktionen von Teilchen, die sich in einem sphäroidalen Kastenpotential mit undurchdringlichen Wänden bewegen, wurden berechnet. Statt der relativ schwierigen Separation der Wellenfunktion in sphäroidalen Koordinaten führte Verf. das sphäroidale Potential durch eine geeignete Koordinatentransformation in ein kugelsymmetrisches über. Dabei tritt eine Änderung der kinetischen Energie auf, für die das Störmatrixelement berechnet werden kann. Zu seiner Berechnung diente das übliche Verfahren der Matrizen diagonalisierung. Der Einfluß einer zusätzlichen Spin-Bahn-Kopplung, deren Größe entsprechend den Annahmen des Schalenmodells gewählt war, wurde ebenfalls berechnet. Ferner wurden auch Potentiale mit abgerundeten Kanten und endlicher Tiefe betrachtet (z. B. Harmonischer-Oszillator-Potential). Die Ergebnisse für diese letzteren stehen in einfachem Zusammenhang mit denen des Kastenpotentials. Folgerungen für die Kernstruktur und besonders für Kerndeformationen werden diskutiert. Die Größen der Kerndeformationen stehen in qualitativer Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und sind im allgemeinen kleiner als die aus dem hydrodynamischen Modell gefolgerten Werte.

R. Bock.

7298 **R. G. P. Voss and R. Wilson.** *Neutron and proton distributions in heavy nuclei.* Phys. Rev. (2) **99**, 1056—1057, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Oxford, Engl., Clarendon Lab.) Verf. ermittelten unter Anwendung des optischen Kernmodells aus den unelastischen Protonenstreuquerschnitten (134 MeV) von Pb, Cd, Cu, Al und C (CASSELS und LAWSON, s. diese Ber. **33**, 2012, 1954) sowie ihren eigenen unelastischen Neutronenquerschnitten (140 MeV) die Kernradien. Die R_p -Werte sind für Pb und Cd deutlich größer als die R_n -Werte. Nach dem optischen Modell sollte $R_p = R_n$ sein. Die Diskrepanz kann durch einen größeren Radius der Neutronenverteilung erklärt werden. Da nämlich $\sigma_{pn} > \sigma_{pp}$ ist, hängt R_p hauptsächlich vom Radius der Neutronenverteilung und R_n hauptsächlich vom Radius der Protonenverteilung ab.

Knecht.

7299 **M. Rotenberg.** *Nuclear Hartree-Fock calculations.* Phys. Rev. (2) **100**, 439—440, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol. Dep. Phys.) Es wurden zwei Rechnungen für 184 Nukleonen ($N = Z = 92$) ausgeführt. Die Zweikörperwechselwirkungen zwischen den Nukleonen wurden als YUKAWASCH oder GAUSSSCH mit Orts-, Spin- und Ladungsaustausch angenommen; magnetische und COULOMBSche Wechselwirkungen wurden vernachlässigt. Die Rechnungen wurden mit einer schnellen Maschine ausgeführt. Bei GAUSSSCHER Wechselwirkung fand man, ausgehend von einem Kastenpotential, schnelle Konvergenz für Austauschstärken, die den WIGNERSCHEN Minimumbedingungen der Sättigung entsprechen. Bei YUKAWASCHER Wechselwirkung war die Konvergenz langsamer, aber die stabilsten Lösungen resultierten bei der gleichen Wahl der Austauschstärken. Für den Fall GAUSSSCHER Wechselwirkung sind die verschiedenen Potentiale (je nach Austauschstärke) und die entsprechenden Dichteverteilungen

der Kernmaterie graphisch dargestellt. Die quadratisch gemittelten Radien von selbstkonsistentem Potential und Partikeldichte sind innerhalb weniger Prozent gleich: 6,44 und 6,23 (GAUSS) bzw. 5,90 und 6,16 (YUKAWA) (alles in 10^{-3} cm). Die Strecke des Dichteabfalls von 90 auf 10% ergab sich zu $2,7 \cdot 10^{-13}$ cm (GAUSS) bzw. $3,1 \cdot 10^{-13}$ cm (YUKAWA); HOFSTADTER et al. experimentell für Au etwa $2,4 \cdot 10^{-13}$ cm. Daniel.

7300 Solomon Gartenhaus. *Two-nucleon potential from the cut-off Yukawa theory.* Phys. Rev. (2) **100**, 900—905, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Urbana, Ill., Univ.) Unter Benützung der YUKAWAschen Theorie mit cutoff wird die Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen bis zur vierten Ordnung in der Kopplungskonstanten berechnet. Das resultierende Potential bei größeren Abständen ($\gtrsim 10^{-13}$ cm) ist dem bekannten Potential ohne cutoff ähnlich. Bei kleinen Abständen dagegen geht das Tensorpotential gegen Null, und das Zentralpotential ist stark abstoßend. Die Einzelheiten werden wesentlich durch zwei Parameter bestimmt, die Kopplungskonstante und das cutoff. Die SCHRÖDINGER-Gleichung für das Zweinukleonenproblem bei kleinen Energien wird numerisch gelöst, und es werden Werte für die Bindungsenergie, das Quadrupolmoment und die vier n-p-Streuparameter erhalten. Man findet, daß die experimentellen Triplettwerte sehr gut wiedergegeben werden und die Singulettparameter ziemlich gut durch die gleiche Kopplungskonstante und das gleiche cutoff, wie sie zur Erklärung der Pion-Nukleon-Streuung und -Photoerzeugung erforderlich sind. (Übersetzung d. Zusammenf.) Daniel.

7301 Roy A. Berg and Lawrence Wilets. *Nuclear surface effects.* Phys. Rev. (2) **101**, 201—204, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Copenhagen, Denm., Univ., Inst. Theor. Phys.) Die HOFSTADTERSchen Experimente haben gezeigt, daß die Protonendichte im Kern nicht gleich ist, sondern von 90 auf 10% in einem Bereich der Größenordnung $2,5 \cdot 10^{-13}$ cm abfällt. Verff. behandeln die Kernoberfläche nach einer phänomenologischen, aber in sich konsistenten Methode, um solche Kerneigenschaften wie Volumenenergie, Oberflächenenergie, Abfalldistanz und mittlerer Kernradius zu korrelieren. Der Kern bestehe aus Photonen und Neutronen in gleicher Anzahl. COULOMB-Effekte werden vernachlässigt. Über die Natur der Kernkräfte werden keine expliziten Annahmen gemacht. Zur Beschreibung der endlichen Reichweite der Kernkräfte wird ein Parameter eingeführt. Die Untersuchung ist statistischer Natur und berücksichtigt keine Schaleneffekte. Mit ca. $3,3 \cdot 10^{-13}$ cm für die Oberflächendicke schätzen Verff. die Kernkompressibilität ab zu ca. $125 A + 210 A^{2/3}$ MeV; mit dem kleineren experimentellen Wert ($2,5 \cdot 10^{-13}$ cm) kommt man zu größerer Kompressibilität und umgekehrt. Durch Vergleichen von Kernpotential und Dichte erkennt man, daß das Potential etwa $0,7 \cdot 10^{-13}$ cm weiter reicht als die Dichte. Die Einbeziehung der COULOMB-Wechselwirkung in die Rechnung ist notwendig und geplant. Daniel.

7302 Takashi Kikuta, Masami Yamada and Masato Morita. *Effect of hard core on the binding energies of H^3 and He^3 .* Phys. Rev. (2) **101**, 509—510, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Tokyo, Japan, Univ., Dep. Phys.; Kokubunzi, Tokyo, Japan, Kobayasi Inst. Phys. Res.) Die Bindungsenergie von H^3 ist von FESHBACH und RUBINOW für ein Potential mit hartem Kerninnern mit dem Zentralanteil des LEVY-Potentials berechnet worden. Zweck vorliegender Arbeit ist es, (1) die Wirkung eines harten Kerninnern auf die COULOMB-Energiedifferenz zwischen H^3 und He^3 und (2) die Abhängigkeit der Bindungsenergie des H^3 vom Radius des harten Kerninnern aufzuzeigen. Zugrunde gelegt werden ladungsunabhängige Zentralpotentiale exponentiellen Typs außerhalb des harten Kerninnern mit gleichen Radien für Singulett- und Triplett-Spinzustände. Tensorkräfte werden vernachlässigt. Die Potentialparameter werden auf die Bindungsenergie des Deuterons

und die Streulängen von Singulett- und Triplett-Spinzuständen des n-p-Systems zugeschnitten. Die Bindungsenergie von H^3 wird nach der üblichen Variationsmethode berechnet. Die COULOMB-Energie wird als kleine Störung behandelt. Tabelliert sind Bindungsenergie von H^3 und Energiedifferenz H^3-He^3 für $r_{os} = 2,7 \cdot 10^{-13}$ und $2,4 \cdot 10^{-13}$ cm bei den Radien des harten Kerninnern von $0,0 \cdot 10^{-13}$, $0,2 \cdot 10^{-13}$, $0,4 \cdot 10^{-13}$ und $0,6 \cdot 10^{-13}$ cm sowie die experimentellen Werte. Schlußfolgerungen: Die Wechselwirkung mit hartem Kerninnern hebt die Energie von H^3 beträchtlich; die bisher unerklärliche Diskrepanz zwischen experimenteller und theoretischer Differenz der Bindungsenergien von H^3 und He^3 kann der Gegenwart einer Wechselwirkung mit hartem Kerninnern zugeschrieben werden.

Daniel.

7303 C. L. Critchfield and Robert Lowen. *Model for the potential between nucleon and nucleus.* Phys. Rev. (2) **100**, 956, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Minn.) Schön.

7304 A. H. Cooke and J. G. Park. *Nuclear spins and magnetic moments of ^{161}Dy , ^{163}Dy , ^{171}Yb and ^{173}Yb .* Proc. phys. Soc., Lond. (A) **69**, 282—283, 1956, Nr. 3 (Nr. 435A). (1. März.) (Oxford, Clarendon Lab.) Untersucht wurde die paramagnetische Resonanzabsorption der Acetate verdünnt mit Yttriumacetat bei $4,2^\circ K$ mit 3,1 cm Wellenlänge. Ergebnisse:

Dy^{161}	Dy^{163}	Yb^{171}	Yb^{173}	
5/2	5/2	1/2	5/2	
0,38	0,53	0,43	0,60	$\pm 0,05$ Kernmagnetonen.

G. Schumann.

7305 P. B. Sogo and C. D. Jeffries. *Nuclear magnetic moments of Cl^{36} , Rh^{103} and W^{183} .* Phys. Rev. (2) **98**, 1316—1317, 1955, Nr. 5. (1. Juni.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys.) Die magnetischen Kernmomente von Cl^{36} , Rh^{103} und W^{183} wurden nach der Kerninduktionsmethode bei einem Feld von 10000 Gauß und Frequenzen von 4,88 bzw. 1,34 und 1,79 MHz gemessen. Die Resonanz von Cl^{36} wurde in einer 250 μ Curie-Probe einer 4normalen HCl-Lösung gefunden und ergab einen Wert von $\mu(Cl^{36}) = 1,2838 \pm 0,0002$ Kernmagnetonen, wobei eine diamagnetische Korrektur noch nicht berücksichtigt wurde. Die Resonanzen von Rh^{103} und W^{183} wurden beide in einer Probe von fein gepulvertem Metall gemessen, da ionische Lösungen nicht in genügend großer Konzentration zu erhalten waren. Bei der Bestimmung der magnetischen Momente wurde die Verschiebung der Resonanzfrequenz unter dem Einfluß der freien Metallelektronen nach der Theorie von KNIGHT (s. diese Ber. **29**, 1448, 1950) abgeschätzt. Es ergaben sich dabei die Werte: $\mu(W^{183}) = 0,115 \pm 0,001$ Kernmagnetonen $\mu(Rh^{103}) = 0,08790 \pm 0,00007$ Kernmagnetonen.

Andresen.

7306 R. D. Lawson. *Electric multipole moments in j-j coupling.* Phys. Rev. (2) **100**, 845—846, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Berkeley, Calif., Univ.) Es wird gezeigt, daß es möglich ist, für jeden durch jj-Kopplung aus der Konfiguration $(j_1)^n$ gebildeten Zustand mit dem Gesamtspin J einen einfachen Ausdruck für das elektrische Quadrupolmoment anzugeben, ohne vorher die Wellenfunktion explizit aufstellen zu müssen. Hierbei werden vernachlässigt (a) die Wechselwirkung der Teilchen, (b) die Neutronen außerhalb der abgeschlossenen Schalen sowie (c) ein eventueller Beitrag der abgeschlossenen Schalen zum Quadrupolmoment infolge von Kerndeformation. Falls jedoch ein Zustand J für eine bestimmte Konfiguration mehr als einmal auftritt, erhält man nach dieser Methode nur die Summe der Quadrupolmomente, die sich aus den zwei oder mehreren linear unabhängigen Eigenfunktionen dieses Zustands ergeben. Prinzipiell kann diese Methode für höhere elektrische Momente verallgemeinert werden.

R. Bock.

7307 **L. Estrada.** *Electric quadrupole moment and corrections to the magnetic moment of the deuteron for velocity dependent tensor forces.* Phys. Rev. (2) **100**, 956, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Méz., Inst. Fis.)

Schön.

7308 **J. W. T. Dabbs, L. D. Roberts and S. Bernstein.** *Direct polarization of In^{115} nuclei; J-value for the 1.458 eV resonance.* Phys. Rev. (2) **99**, 1652—1653, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Oak Ridge Nat. Lab.) In-Kerne wurden durch direkte Verwendung eines äußeren Magnetfeldes bei sehr tiefer Temperatur polarisiert. Dazu wurde ein paramagnetisches Salz in Wärmekontakt mit Folien aus In-Metall adiabatisch demagnetisiert; an die 12 cm entfernten Metallfolien wurden 11150 Gauß angelegt. Die Kernausrichtung wurde durch die Transmissionsänderung bei Änderung der relativen Spinrichtung für polarisierte Neutronen von 0,075 eV bestimmt. Die maximale beobachtete Änderung betrug $7,0 \pm 0,9\%$ entsprechend einer In-Temperatur von $0,043 \pm 0,005^\circ\text{K}$ und einer Kernpolarisation von 2,1%. Bei $4,2^\circ\text{K}$ wurde eine Änderung von $0,035 \pm 0,52\%$ ermittelt (theoretischer Wert: 0,07%). Das Vorzeichen der beobachteten Änderung legt den Drall des Compoundkerns für das Niveau, das der 1,458 eV-Resonanz in In^{115} entspricht, zu $J = I + 1/2 = 5$ fest, im Widerspruch zu BROCKHOUSE. Daniel.

7309 **Charles P. Slichter.** *Concept of temperature and the Overhauser nuclear polarization effect.* Phys. Rev. (2) **99**, 1822—1823, 1955, Nr. 6. (15. Sept.) (Urbana, Ill., Univ., Dep. Phys.) Die Kernorientierung mittels des OVERHAUSER-Effektes wird für Metalle untersucht. Verf. zeigt, daß der Temperaturbegriff für die Leitfähigkeitselektronen Gültigkeit besitzt, sofern diese von einem Koordinatensystem aus betrachtet werden, das mit der LARMOR-Frequenz ω rotiert. Relativ zu diesem System präzidieren die Kerne nahezu mit $-\omega$. Dies entspricht einer sehr starken kernmagnetischen Wechselwirkung. Hieraus folgt dann unmittelbar das von OVERHAUSER gefundene Ergebnis. R. Bock.

7310 **Claude Bloch et Albert Messiah.** *Limites de la polarisation d'un système atomique soumis à un champ radioélectrique.* J. Phys. Radium **16**, 785—797, 1955, Nr. 10. (Okt.) (Saclay, C. E. N.) Es wird ein atomares System betrachtet, das innerhalb eines Thermostaten einer elektromagnetischen Einstrahlung ausgesetzt wird, deren Frequenzen im Resonanzbereich liegen. Bei dem sich dann ausbildenden stationären Zustand hängen die Besetzungszahlen der Niveaus außer von deren Energiedifferenz und der Temperatur des Thermostaten noch von der Intensität der radiofrequenten Einstrahlung und der Wechselwirkung zwischen dem System und dem Thermostaten ab, die für die Relaxation maßgebend ist. Sind nur zwei Niveaus vorhanden, die einer Resonanzeinstrahlung ausgesetzt werden, so wird die Einstrahlung eine Ausgleichung der Besetzungsdichten anstreben; betrachtet man aber das ganze System, so gilt im allgemeinen der Satz, daß die Verteilung der Besetzungsdichten insgesamt in der Weise modifiziert wird, daß sich die Differenz der Besetzungsdichten zweier bestimmter Niveaus in dem Maße vermindert, wie sie sich gleichzeitig zwischen zwei anderen vermindert. Im ersten Teil werden die allgemeinen Gleichungen für ein einer Hochfrequenzeinstrahlung ausgesetztes atomares System gegeben; im zweiten Teil wird der einfache Fall zweier Niveaus behandelt, die einer Resonanzeinstrahlung ausgesetzt sind und im 3. Teil das allgemeine Problem, bei dem mehrere Niveaus gleichzeitig einer Resonanzeinstrahlung ausgesetzt werden. Als Anwendungsbeispiel wird der Effekt von OVERHAUSER behandelt, wobei durch die Sättigung elektronischer Resonanzen eine Polarisation der Kernspins zu erzielen ist. Die notwendigen mathematischen Beweise der benutzten Formeln werden in mehreren Anhängen gegeben. Bayer.

7311 Dwight A. Hutchison. *Natural abundance of the lithium isotopes.* Phys. Rev. (2) **96**, 1018—1021, 1954, Nr. 4. (15. Nov.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab., Chem. Div.) Das natürliche Häufigkeits-Verhältnis der Lithium-Isotope Li^7 und Li^6 wurde berechnet, indem das Molekulargewicht von Lithium-Fluorid verglichen wurde mit den Molekulargewichten von Kalkspat, Diamant, Natrium-Chlorid und Kalium-Chlorid. Für diese Kristalle bekannter Struktur lagen Bestimmungen der Gitterkonstanten durch Röntgenstrahlung und genaue Dichte-Messungen vor. Das Häufigkeits-Verhältnis Li^7/Li^6 ist $11,53 \pm 0,29$. Innerhalb dieser Fehler-Grenzen liegt auch die Variation des Häufigkeitsverhältnisses in der Natur. Die Fehlerquellen, mit denen bei massenspektroskopischen Bestimmungen zu rechnen ist, werden besprochen. Nierhaus.

7312 G. G. Eichholz. *The Haeffner effect in mercury.* Phys. Rev. (2) **99**, 1635, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Ottawa, Ont., Dep. Mines Techn. Surveys.) Der von HAEFFNER an Quecksilber (s. diese Ber. **33**, 1452, 1954) und von NIEF und ROTH an Gallium entdeckte Effekt, der zur Isotopenanreicherung in reinen flüssigen Metallen dienen kann, wurde an Quecksilber mit Hilfe des radioaktiven Isotops Hg^{203} als Indikator untersucht. Messungen wurden durchgeführt in Abhängigkeit von Temperatur und Stromdichte. R. Bock.

7313 G. K. Werner, D. D. Smith, S. J. Ovenshine, O. B. Rudolph and J. R. McNally jr. *Further investigations in the spectro-isotopic assay technique for lithium.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 202—205, 1955, Nr. 3. (März.) (Oak Ridge, Tenn., Stablo Isotope Res. Prod. Div., Nat. Lab.) Eine lichtelektrische Methode zur Bestimmung der relativen Häufigkeit der Lithiumisotope mit Hilfe der 0,16 Å großen Isotopieverschiebung in der Linie $\lambda = 6707 \text{ Å}$ wurde entwickelt. Konstruktion des Spektrographen, der Hohlkathode sowie der stabilisierten Stromversorgung der Hohlkathode werden beschrieben. Die Häufigkeit eines zu 30% vorhandenen Isotopes konnte auf $\pm 0,5\%$ bestimmt werden. Nöldeke.

7314 A. Mondragón. *Scattering length and effective range for velocity dependent tensor forces.* Phys. Rev. (2) **100**, 956, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Méx., Inst. Fis.)

7315 Ignacio Renero. *Scattering by a velocity-dependent potential.* Phys. Rev. (2) **100**, 956, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Méx., Inst. Fis.) Schön.

7316 R. M. Eisberg, G. Ito and H. E. Wegner. *Protons from the bombardment of several elements with 40-Mev alpha particles.* Phys. Rev. (2) **100**, 1309—1314, 1955, Nr. 5. (1. Dez.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Dünne Targets aus Au, Ag und Cu wurden mit 40 MeV- α -Teilchen beschossen und die Energieverteilungen der unter einem Winkel von 150° emittierten Protonen gemessen. Nach dem Zwischenkernmodell ist die Niveaudichte des Endkerns proportional $N/E\sigma_c$, wobei N proportional der Wahrscheinlichkeit ist, daß der Zwischenkern ein Proton der Energie E emittiert, und σ_c der Querschnitt für die inverse Reaktion ist. Für jedes Element stellt $\log(N/E\sigma_c)$ als Funktion der Anregungsenergie E eine nach unten konkave Kurve dar. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung mit der Niveaudichteformel nach dem FERMI'schen Gasmodell: $\text{const.} \cdot \exp(A E_F)^{1/2}$. Für Au läßt sich $N/E\sigma_c$ dieser Formel mit $A = 5,8 \text{ MeV}^{-1}$ und für $E_F > 2 \text{ MeV}$ anpassen; für $E_F < 2 \text{ MeV}$ wächst $N/E\sigma_c$ weniger rasch mit E_F als die FERMI'sche Formel. Für Ag ist eine Anpassung mit $A = 4,7 \text{ MeV}^{-1}$ für alle E_F möglich; für Cu mit $A = 5,6 \text{ MeV}^{-1}$ im Bereich $E_F > 4,5 \text{ MeV}$. Unterhalb 4,5 MeV wächst $N/E\sigma_c$ rascher an. In der Umgebung von 150° ist der Querschnitt für die Emission

der energieärmeren Protonen isotrop, für die energiereichen Protonen fällt der Querschnitt leicht ab mit zunehmendem Winkel. Knecht.

7317 P. J. Bryant, H. U. Rhoads and A. H. Weber. *Electron beam effects on thin evaporated bismuth films.* J. appl. Phys. **25**, 1343—1344, 1954, Nr. 10. (Okt.) (St. Louis, Miss., Univ.) Kurze Mitteilung über Wiederholung von Beobachtungen, die schon von anderen (z. B. HOWARD, s. diese Ber. S. 1204) über die Veränderungen gemacht wurden, die an dünnen Bi-Aufdampfschichten unter Einwirkung der Elektronenbestrahlung im Elektronenmikroskop auftreten. Verff. sind der Meinung daß es sich dabei hauptsächlich um örtliche Schmelz- und Verdampfungsvorgänge handelt. H. Mayer.

7318 Erich Vogt. *Nucleon-nucleus interaction with polarization.* Phys. Rev. (2) **100**, 957, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Princeton Univ.) Schön.

7319 Alphonse Lagasse et Jacqueline Doyen. *Vérification expérimentale de la théorie de Migdal. Cas du polonium (^{210}Po).* C. R. Acad. Sci., Paris **239**, 670 bis 672, 1954, Nr. 11. (13. Sept.) Beim Alpha-Zerfall von Po^{210} sind 10^{-5} Gamma-Quanten, Energie 770 keV, pro Zerfall und $2,7 \cdot 10^{-3}$ Elektronen pro Zerfall beobachtet worden. Verff. maßen mit zwei Glockenzählern Koinzidenzen zwischen Elektronen und Röntgenstrahlung; aufgenommen wurde die Koinzidenz-absorptionskurve der Elektronen, wobei durch Absorption vor dem Röntgenzähler nur die K-Röntgenstrahlung oder die K- und L-Röntgenstrahlung ausgeblendet wurde. Die aufgenommenen Kurven stimmen gut mit der Theorie von MIGDAL überein. Das (kontinuierliche) Elektronenspektrum ist dagegen nicht mit innerer Konversion der 770 keV-Gamma-Strahlung zu erklären. Daniel.

7320 Sven A. E. Johansson. *Decay of UX_1 , UX_2 and UZ .* Phys. Rev. (2) **96**, 1075—1080, 1954, Nr. 4. (15. Nov.) (Amew, Iowa, State Coll., Inst. Atomic Res., Dep. Phys.) Der Zerfall von Th^{234} (UX_1) und von Pa^{234} (UX_2 und UZ) wurde mit einem Koinzidenz-Szintillations-Spektrometer untersucht. Beim Zerfall des UX_1 wurden γ -Linien mit den Energien 29, 63 und 92 keV gefunden. γ -Linien mit den Energien 250, 750, 1000 und 1810 keV gehören zum Zerfall des UX_2 , γ -Linien mit den Energien 250, 760, 910 und 1680 keV zum Zerfall des UZ . γ - γ - und β - γ -Koinzidenzmessungen wurden gemacht. Ein Zerfallsschema wird vorgeschlagen. Spin- und Paritätszuordnungen werden für einige der Niveaus in Pa^{234} und U^{234} angegeben. Nierhaus.

7321 Rolf G. Winter. *Search for double beta decay in cadmium and molybdenum.* Phys. Rev. (2) **99**, 88—92, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Cleveland, O., Western Reserve Univ.) Nach einer Schilderung der Arten doppelten Beta-Zerfalls und der bisherigen Ergebnisse beschreibt Verf. seine eigenen Untersuchungen. Er arbeitete mit einer zufallsmäßig ausgelösten Nebelkammer mit homogenem Magnetfeld (790 Gauß). Die Spuren wurden stereoskopisch photographiert, die interessanten Bilder wurden rückprojiziert. Untersucht wurden die folgenden Isotope (in Klammern die natürliche Isotopenhäufigkeit und die Zerfallsenergie): Cd^{116} (7,7%; $2,6 \pm 0,2$ MeV), Mo^{100} (9,7%; $2,3 \pm 0,2$ MeV), Cd^{106} (1,2%; $0,8 \pm 0,2$ MeV für $\beta^+\beta^+$) und Mo^{92} (15%; ?). Das Material (Cd oder Mo) war als dünne Folie in der Kammer angebracht. Die aufgenommenen Energiespektren sind reproduziert. Die $\beta^+\beta^-$ -Intensitäten liegen in beiden Fällen fast stets unter dem berechneten Untergrund. Es wurde nur ein $\beta^+\beta^+$ -Ereignis gefunden (bei Cd). Der $\beta^+\beta^-$ -Untergrund wird diskutiert: Zufällige Koinzidenzen, $\beta^+\beta^-$ -Streuung, doppelter COMPTON-Effekt, COMPTON-plus Photoeffekt und Gasstreuung werden einzeln behandelt. $\beta^+\beta^-$ -Streuung und doppelter COMPTON-Effekt geben die Hauptbeiträge. Aus den Messungen können nur untere Grenzen für die Halbwertszeiten entnommen werden: $1 \cdot 10^{17}$ a bei Cd^{116} und $3 \cdot 10^{17}$ a bei Mo^{100} für dop-

pelten β^- -Zerfall, $6 \cdot 10^{16}$ a bei Cd^{106} a bei Cd^{108} und $4 \cdot 10^{18}$ a bei Mo^{92} für doppelten β^+ -Zerfall.

Daniel.

7322 Rolf G. Winter. *Double K capture and single K capture with positron emission.* Phys. Rev. (2) **100**, 142—144, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (University Park, Penn., State Univ.) Zweck der Arbeit ist die Abschätzung der Übergangswahrscheinlichkeit für doppelten K-Einfang und einfachen K-Einfang plus Positronenemission. Bei DIRACSchen Neutrinos, d. h. Emission zweier reeller Neutrinos, können die für doppelten Negatronenzerfall geltenden Formeln, für den einfachen oder doppelten Einfang modifiziert, direkt übertragen werden. Für $Z = 30$ (BERTHELOT et al. untersuchten experimentell Zn) und $E = 2 \text{ mc}^2$ ergibt sich die Zerfallskonstante des doppelten K-Einfangs zu etwa $4 \cdot 10^{-25}/\text{a}$. Das Resultat für K-Einfang plus Positronenemission ist stark energieabhängig, liegt aber in der gleichen Größenordnung. Bei MAJORANAschen Neutrinos, d. h. keine Emission reeller Neutrinos, ist ein weiterer Prozeß nötig, um die freigewordene Energie fortzuführen. Dafür kommt im wesentlichen innere Bremsstrahlung in Frage. Mit den gleichen numerischen Daten wie oben gelangt man zu einer Zerfallskonstanten von etwa $10^{-18}/\text{a}$; das ist um etwa 10^4 geringer als bei doppelter Beta-Emission. Doppelter Einfang mit nachfolgender Gamma-Emission ist noch unwahrscheinlicher (etwa $10^{-23}/\text{a}$). Einfacher Einfang plus Positronenemission ist dagegen ein Prozeß zweiter Ordnung mit größerer Übergangswahrscheinlichkeit (Zn^{64} mit 0,08 MeV Positronenenergie: $10^{-15}/\text{a}$). Alle angegebenen Werte für die Übergangswahrscheinlichkeiten sind obere Grenzen, weil die realen Matrixelemente kleiner als eins, wie angenommen, sind.

Daniel.

7323 E. Baldinger, P. Huber, K. P. Meyer und E. Würger. *Messung des Verhältnisses der α -Aktivität von U^{235} und U^{234} im natürlichen Uran.* Berichtigung. Helv. phys. acta **27**, 394, 1954, Nr. 4. (31. Aug.) (Basel.) S. diese Ber. **34**, 1639, 1955.

7324 R. E. Vollrath and J. A. R. Samson. *Obtaining high temperatures for nuclear fusion.* Phys. Rev. (2) **100**, 1793, 1954, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. South. Calif.)

Schön.

7325 D. L. Booth, G. Preston and P. F. D. Shaw. *The cross section and angular distributions of the D-D reactions between 40 and 90 keV.* Proc. phys. Soc., Lond. (A) **69**, 265—270, 1956, Nr. 3 (Nr. 435 A). (1. März.) (Oxford, Clarendon Lab.) Aus dem Deuteriumionenstrahl einer Hochfrequenzionenquelle traten nach magnetischer Aufspaltung die D^+ -Ionen genau in Richtung eines Durchmessers in ein zylindrisches D_2 -Volumen mit einem Gasdruck von 0,15 Torr. Mit zwei drehbar angeordneten Proportionalzählern, deren Drehebene mit der Ablenkungsebene des Strahls zusammenfiel, wurden die entstehenden Teilchen in Winkeln von 18 bis 150° symmetrisch zur Strahlrichtung gezählt. Die He^3 -Teilchen wurden bei 52 keV registriert, die H^3 -Teilchen bei 87 keV. Das Gesamtverzweigungsverhältnis der Reaktionen wurde ferner für einen Winkel von 48° im Laborsystem bei 39 und 65 keV ermittelt. Die Ergebnisse sind im Einklang mit früher mittels derselben Methode gemachten Beobachtungen. Die Anisotropie der (d, n)-Reaktion ist stärker als die der (d, p)-Reaktion, das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte σ_n/σ_p steigt mit der Beschußenergie. Bezüglich der (d, n)-Reaktion besteht zwischen den mittels des Gasauffänger-Verfahrens gewonnenen und den mit anderen Methoden erhaltenen Resultaten eine beträchtliche Diskrepanz insofern, als der Anisotropiefaktor im ersten Fall um mehr als einen Faktor 2 höher herauskommt. Eine Erklärung dafür konnte nicht gegeben werden.

G. Schumann.

7326 Genevieve D. Wagner and Edwin O. Wiig. *Reactions of cobalt with protons at 60, 100, 170 and 240 Mev.* Phys. Rev. (2) **96**, 1100—1103, 1954, Nr. 4. (15. Nov.)

(Rochester, N. Y., Univ., Dep. Chem.) Es wurden absolute Wirkungsquerschnitte bestimmt für die Erzeugung der Kerne Co^{58} , Co^{56} , Co^{55} , Fe^{52} , Mn^{56} , Mn^{52} , Mn^{51} , Cl^{39} und $\text{Cl}^{34} + \text{Cl}^{38}$ durch Bestrahlung von Co^{59} mit Protonen. Spektroskopisch reines Kobalt wurde im 130 Zoll Synchrozyklotron in Rochester mit Protonen der Energie 60, bzw. 100, bzw. 170, bzw. 240 MeV bestrahlt. Als Monitor wurde in der Reaktion $\text{Al}^{27}(\text{p}, 3\text{p n})\text{Na}^{24}$ entstandenes Na^{24} benutzt. Bei niedrigeren Energien können die Ausbeuten erklärt werden durch eine Kombination von Compound-Kern-Modell und Kaskaden-Modell. Die Ausbeuten bei höheren Energien lassen sich erklären durch ein Kaskadenmodell zusammen mit einem Spaltungs-Mechanismus. Zum Verstehen der Ausbeuten beim Chlor muß auch für niedrigere Energien ein Spaltungsmechanismus herangezogen werden.

Nierhaus.

7327 C. D. Moak, W. M. Good and W. E. Kunz. *Charged particles from the bombardment of Li^7 by He^3* . Phys. Rev. (2) **96**, 1363—1365, 1954, Nr. 5. (1. Dez.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Ein $(\text{Li}^7)_2\text{SO}_4$ -Target wurde mit $(\text{He}^3)^{++}$ -Ionen der Energie 720 keV beschossen. Mit einem Szintillations-Spektrometer (2 mm dicker NaJ-Kristall und 5819 Vervielfacher) wurden die Energien der emittierten geladenen Teilchen bestimmt. Durch Messungen mit Absorbieren verschiedener Dicke wurden Protonen, Deuteronen und α -Teilchen unterschieden. 14,7 MeV Protonen und 9,99 MeV Deuteronen aus den Reaktionen $\text{H}^2(\text{He}^3, \text{p})\text{He}^4$ und $\text{H}^3(\text{He}^3, \text{d})\text{He}^4$ dienten zur Eichung. Bei der Bestrahlung des Li^7 wurde ein Linienspektrum und ein kontinuierliches Spektrum beobachtet. Die fünf energiereichsten Gruppen des Linienspektrums gehören zu Protonen, denen Niveaus in Be^9 entsprechen. Die gemessenen Protonen-Energien sind $(10,51 \pm 0,03)$ MeV, $(8,9 \pm 0,2)$ MeV, $(8,3 \pm 0,2)$ MeV, $(7,6 \pm 0,1)$ MeV und $(6,1 \pm 0,1)$ MeV. Bei den energieärmeren Gruppen handelt es sich mutmaßlich um α -Teilchen, die zu Niveaus des Li^6 gehören.

Nierhaus.

7328 L. Evan Bailey. *Angle and energy distribution of charged particles from the cyclotron bombardment of Ni and Ag by 200-Mev protons*. Phys. Rev. (2) **98**, 275, 1955, Nr. 1. (1. Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. Calif.) Dünne Nickel- und Silbertargets wurden mit dem inneren Protonenstrahl des 184 Zoll Synchrozyklotrons in Berkeley bestrahlt. In Kernphotoplatten wurden Sekundärteilchen nachgewiesen. Absolute Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Protonen, Deuteronen, Tritonen, He^3 - und α -Teilchen wurden gemessen im Energiebereich 2 bis 70 MeV und in Abhängigkeit vom Winkel. Die Querschnitte zeigen auf das Vorherrschen des Kaskadenprozesses, bzw. des Abdampfungsprozesses bei verschiedenen Energien des Sekundärteilchens.

Nierhaus.

7329 F. C. Gilbert. *Analysis of the disintegration products from the reactions of 125-Mev deuterons with lithium nuclei*. Phys. Rev. (2) **98**, 275, 1955, Nr. 1. (1. Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. Calif.) Ein dünnes Lithiumtarget wurde mit dem inneren Deuteronenstrahl des 184 Zoll Zyklotrons in Berkeley bestrahlt. Mit Hilfe von Kernphotoplatten wurde gemessen: die Energieverteilungen verschiedener Kernbruchstücke, die Winkelverteilung der in der Reaktion $\text{H}^2 + \text{Li}^7 \rightarrow \text{H}^1 + \text{Li}^8$ entstandenen Li^8 -Kerne, die Reichweitenverteilung der α -Teilchen aus dem Zerfall von Li^8 und B^8 , die Elektronenanlagerung an Li^8 -Ionen in Abhängigkeit von ihrer Geschwindigkeit und die Reichweite der Li^8 -Kerne in der Emulsion. Absolute Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung verschiedener Kern-Bruchstücke wurden bestimmt.

Nierhaus.

7330 J. DeJuren and J. Chin. *Manganese thermal neutron activation cross section*. Phys. Rev. (2) **99**, 191, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Mit einer 10 C Po-Be-Neutronenquelle in 3—4 cm Abstand wurde eine

Mangansulfatlösung aktiviert und der thermische Aktivierungsquerschnitt von Mn zu $13,19 \pm 0,30$ barn bestimmt. Zusammen mit früheren Werten ergibt sich ein Mittelwert von $13,27 \pm 0,2$ barn.

Knecht.

7331 J. E. Brolley jr., M. E. Bunker, D. R. F. Cochran, R. L. Henkel, J. P. Mize and J. W. Starner. *14-Mev (n, α) cross sections in zirconium. I.* Phys. Rev. (2) **99**, 330, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Los Alamos Sci. Lab.) Zirkoniummetall wurde mit Neutronen von 14,1 MeV und 14,9 MeV bestrahlt und die durch (n, α)-Reaktionen entstandenen Sr-Isotope Sr^{87m} und Sr^{91} nach chemischer Abtrennung mit einem NaJ(Tl)-Detektor ausgezählt. Es ergaben sich für Zr^{90} (n, α)-Querschnitte von $3,1 \pm 0,2$ mbarn bei 14,1 MeV und $3,0 \pm 0,2$ mbarn bei 14,9 MeV; für Zr^{94} $4,9 \pm 0,6$ mbarn bei 14,1 MeV und $3,9 \pm 0,5$ mbarn bei 14,9 MeV.

Knecht.

7332 A. H. Armstrong and J. E. Brolley jr. *14-Mev (n, α) and (n, p) cross sections in zirconium. II.* Phys. Rev. (2) **99**, 330—331, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Los Alamos Sci. Lab.) Es wurden mit Photoplatten die Reaktionsteilchen untersucht, die beim Beschuß von Zirkonium mit 14,1 MeV-Neutronen auftreten. Der gefundene (n, α)-Querschnitt (integriert von $17,5^\circ$ bis 128°) beträgt 10 ± 10 mbarns. Der (n, p)-Querschnitt dagegen ist um eine Größenordnung größer: 180 ± 70 mbarns. Die Protonenenergien liegen praktisch alle unterhalb 6 MeV.

Knecht.

7333 F. L. Ribe and R. W. Davis. *14-Mev (n, α) cross section in zirconium. III.* Phys. Rev. (2) **99**, 331—332, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Los Alamos, N. Mex., Univ. Los Alamos Sci. Lab.) Der mit einem Zählerteleskop gemessene differentielle Querschnitt für die Ausbeute von α -Teilchen ergibt nach Integration 7 ± 2 mbarns für die Vorwärtshalbkugel. Dieser Wert gilt für α -Teilchen im Energieintervall 6 bis 18 MeV und ist ein Mittelwert für alle fünf stabilen Zr-Isotope. α -Teilchen unterhalb 6 MeV bringen nur einen sehr geringen Beitrag. Die Energiespektren der α -Teilchen bei 0° und 15° haben bei 17 MeV ein Maximum und fallen auf Null bei 10 MeV ab. Protonen mit einer Energie größer als 5 MeV wurden nicht beobachtet.

Knecht.

7334 R. W. Waniek, L. Garrido, R. Goleskie and E. G. Silver. *Secondaries from high energy neutron interactions with tungsten.* Phys. Rev. (2) **99**, 622, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Harvard Univ.) Ilford G 5-Emulsion mit eingebetteten Wolframdrähten (13μ Dicke) wurde Neutronen von 40, 70 und 110 MeV Maximalenergie ausgesetzt. Die Spektren der sekundären Protonen und α -Teilchen haben ihr Maximum unterhalb der konventionellen COULOMB-Schwelle. Die Protonenspektren scheinen mehrere „peaks“ zu haben. Die Winkelverteilungen der Sekundären mit Energien unterhalb 10 MeV sind anisotrop. Emission von Kernfragmenten scheint ebenfalls aufzutreten.

Knecht.

7335 Norman A. Bostrom, Emmett L. Hudspeth and Ira L. Morgan. *Excitation curve for F^{19} (n, α) N^{16} .* Phys. Rev. (2) **99**, 643—644, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Texas.) Der Querschnitt der Reaktion $F^{19}(n, \alpha) N^{16}$ wurde als Funktion der Neutronenenergie von 3,5 MeV bis 6,2 MeV gemessen. Neutronenquelle war ein Deuteriumtarget am VAN DE GRAAFF. Die Energiebreite der Neutronen war etwa 25 keV bei $E_d = 1$ MeV. Ein CaF_2 -Ring wurde mehrere Sekunden bestrahlt und dann die 7,35 sec-Aktivität von N^{16} und die nachfolgenden Halbwertszeiten beobachtet. Resonanzen der Reaktion liegen bei 4,17; 4,68; 5,04; 5,40; 5,59; 5,90 und 6,08 MeV. Die Schwelle der Reaktion ist 3,88 MeV im Gegensatz zur berechneten Schwelle bei 1,57 MeV. Die Ergebnisse sind

konsistent mit Spin (2 —) für N^{16} . Die Reaktion bietet die Möglichkeit zum Nachweis schneller Neutronen in Anwesenheit intensiver γ -Strahlung.

Knecht.

7336 Bernard L. Cohen and Eugene Newman. (p, pn) and ($p, 2n$) cross sections in medium weight elements. Phys. Rev. (2) **99**, 718—723; 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die Größe F_p/F_n , das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von Protonenemission zu Neutronenemission bei Protonenreaktionen, wurde an Kernen mit $48 < A < 71$ bestimmt. Die Protonenenergie betrug 21,5 MeV. Bei der angewandten Meßmethode wurden die Verhältnisse zwischen jeweils zwei Aktivierungsquerschnitten bestimmt. Die Ergebnisse werden verglichen mit F_p/F_n -Werten aus Reaktionen mit kleineren Protonenenergien und 14 MeV-Neutronen. Sowohl die Absolutwerte als auch der Gang mit der Protonenenergie lassen sich nur schwer nach einer Kernreaktionstheorie erklären.

Knecht.

7337 B. L. Cohen, E. Newman and T. H. Handley. (p, pn) + ($p, 2n$) and ($p, 2p$) cross sections in medium weight elements. Phys. Rev. (2) **99**, 723—727, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Es wurden nach der im vorstehenden Ref. angedeuteten Methode mehrere (p, pn) + ($p, 2n$)-Querschnitte und ($p, 2p$)-Querschnitte an Kernen zwischen $A = 19$ und $A = 69$ mit 21,5 MeV-Protonen bestimmt. Für alle Elemente $A < 55$ und für Ni^{58} sind die (p, pn) + ($p, 2n$)-Querschnitte beträchtlich kleiner als die totalen Reaktionsquerschnitte. Genauere Untersuchungen zeigten, daß dies auf die starke Konkurrenz der ($p, 2p$)-Reaktionen zurückzuführen ist. Das Verhältnis F_p/F_n ist weit größer als erwartet.

Knecht.

7338 G. M. Frye jr., L. Rosen and L. Stewart. Disintegration of carbon into three alpha particles by 12—20 Mev neutrons. Phys. Rev. (2) **99**, 1375—1384, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Los Alamos Sci. Lab.) Die Verf. untersuchten die Reaktion $C^{12}(n, n' 3\alpha)$ in C-2-Emulsionen bei fünfzehn diskreten Neutronenenergien zwischen 12,3 und 20,1 MeV. Bei 2000 Ereignissen wurden die Reichweiten und Winkel der drei α -Teilchen gemessen. Der Reaktionsquerschnitt bei 12,6 MeV beträgt 78 ± 15 mbarn, bei 16,9 MeV 265 ± 47 mbarn und bei 20,1 MeV 223 ± 40 mbarns. Oft war eine Spur zu kurz oder konnten zwei Spuren, die vom Grundzustand des Be^8 herrührten, nicht getrennt werden. Bei vier Neutronenenergien wurden daher die korrigierten Querschnitte berechnet: 190 ± 50 mbarn (12,9 MeV); 230 ± 50 (14,1); 316 ± 73 (15,5) und 283 ± 59 (18,8). Die Anregung des 9,6 MeV-Zustandes in C^{12} , des Grundzustandes und 3 MeV-Zustandes in Be^8 ist evident. In den letzteren Fällen geht also der Zerfall nach dem Schema $C^{12}(n, n') C^{12*}(\alpha) Be^{8*}(2\alpha)$ vor sich. Bei sechs Ereignissen geht die Reaktion über den 7,7 MeV-Zustand des C^{12} . Das Energiespektrum der gestreuten Neutronen läßt sich durch eine Vier-Teilchen-Phasenraumverteilung oder eine MAXWELLSche Verteilung anpassen. Kohlenstoffemulsionen lassen sich also als Neutronenmonitor im Energiebereich von 12—20 MeV mit einer Genauigkeit von 15—20 % benutzen.

Knecht.

7339 J. D. Kington, J. K. Bair, Hans O. Cohn and H. B. Willard. Proton-neutron threshold measurements. Phys. Rev. (2) **99**, 1393—1396, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Mit magnetisch ausgesonderten Protonen des 5,5 MeV-VAN DE GRAAFF-Generators in Oak Ridge wurden die (p, n)-Schwellen von N^{15} , Mg^{25} , Mg^{26} , Cu^{63} und Cu^{65} bestimmt. Sie betragen in entsprechender Reihenfolge 3776 ± 8 , 5289 ± 25 , 5200 ± 10 , 4213 ± 8 und 2170 ± 5 keV. Der Schwellenwert von Mg^{26} gilt für den Übergang zum ersten angeregten Zustand von Al^{26} . Bei der genauen Eichung des Magneten (Kernresonanz) zeigte sich, daß die bisher als Energiestandard benutzten Resonanzen der Reak-

tion $F^{19}(p, \alpha\gamma)O^{16}$ nicht bei den von anderen Autoren berichteten Energien von 1355 und 1381 keV liegen, sondern bei 1347 ± 2 und 1374 ± 2 keV. Auf dieser Eichung basierend liegen die früher gemessenen Schwellen des F^{19} , Na^{23} und Al^{27} bei 4240 ± 8 , 5053 ± 10 und 5792 ± 10 keV. Knecht.

7340 M. M. Gordon. *Stripping theory and the $Be^9(p, d)Be^8$ reaction.* Phys. Rev. (2) **99**, 1625—1626, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Florida.) Die im Energiebereich von 5 bis 8 MeV und für 22 MeV vorliegenden experimentellen Daten der Reaktion $Be^9(p, d)Be^8$ wurden hinsichtlich der einfachen BUTLERSchen Stripping-Theorie analysiert. Falls die einfache Theorie auf diesen Prozeß anwendbar ist, kann gezeigt werden, daß $(k_p/k_d) \sigma(\theta)$ als Funktion von $|k_p - k_d/2|$ dargestellt für alle Protonenenergien identische Kurven liefert. Die Anwendung dieses Kriteriums zeigt jedoch die Inkonsistenz sowohl der Daten von 5 bis 8 MeV untereinander als auch dieser mit den 22 MeV-Daten. Unter der Annahme, daß das Neutron aus einem p-Zustand eingefangen wird, wurden die 22-MeV-Daten einer genaueren Analyse unterzogen. Hierfür können experimentelle und theoretische Winkelverteilung nur bei Annahme eines viel zu kleinen Be^8 -Radius von $1,5 \dots 2,5 \cdot 10^{-13}$ cm miteinander in Einklang gebracht werden. R. Bock.

7341 T. K. Fowler and J. I. Hopkins. *An investigation of alpha resonances in aluminum.* Phys. Rev. (2) **99**, 1629—1630, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Vanderbilt Univ.) Alpha-Resonanzen und Protonengruppen bei $Al^{27}(\alpha, p)Si^{30}$ wurden mit einem Anthracen-Szintillationszähler für die Protonen und Po als Alpha-Quelle untersucht. Die erreichte Auflösung wird auf 200 keV geschätzt. Systematische Abweichungen zwischen den beobachteten und den tabellierten Q-Werten werden wohl nach einer Neueichung des Anthracenzählers verschwinden. Störend wirkt sich der Gamma-Untergrund aus. Die Anordnung ist für schnelles Suchen nach (α, p) -Resonanzen geeignet. Beobachten bei 90° würde den Gamma-Untergrund ausschalten. Daniel.

7342 Bernard L. Cohen. *(p, γ) cross sections.* Phys. Rev. (2) **100**, 206—208, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) In Abhängigkeit von der Energie wurden Wirkungsquerschnitte für die (p, γ) -Reaktionen an C^{12} , Fe^{54} , Ni^{60} und Zn^{64} im Bereich von 8 bis 22 MeV gemessen. Als Targets wurden Folienstapel, zum Teil mit angereicherten Isotopen, verwendet. Verf. zeigt, daß bei Annahme einer Compoundkernbildung mit anschließender Emission eines γ -Quants für den (p, γ) -Wirkungsquerschnitt eine sehr starke Abhängigkeit von der Masse des Targetkerns und von der Protonenenergie zu erwarten wäre. Nach einer Abschätzung müßte z. B. der Quotient σ_{py}/σ_p (σ_p Reaktionsquerschnitt für Protonen) bei $E_p = 10$ MeV für Nickel um einen Faktor 100, für Wismut um einen Faktor 10^5 kleiner sein als bei $E_p = 22$ MeV. Demgegenüber sind die Meßwerte alle etwa von derselben Größenordnung. (Die $Bi^{209}(p, \gamma)$ -Reaktion wurde von anderen Autoren untersucht.) Es erscheint deshalb wahrscheinlich, daß der γ -Übergang schon vor der Compoundkernbildung stattfindet, das Proton also direkt in einen gebundenen Zustand eingefangen wird. Die Berechnung von σ_{py}/σ_p unter Verwendung von Einteilchen-Matrixelementen für Dipolübergänge führt zu befriedigender Übereinstimmung von theoretischen und experimentellen Werten. R. Bock.

7343 H. G. Blosser, C. D. Goodman, T. H. Handley and M. L. Randolph. *14-Mev (n, α) cross-section measurements.* Phys. Rev. (2) **100**, 429—430, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die (n, α) -Querschnitte von Zn^{68} , Zr^{90} , Zr^{94} und In^{115} wurden durch Vergleich der resultierenden Aktivität mit der

Aktivität aus einer bekannten Reaktion ($\text{Fe}^{56}(n, p)$, 110 mbarns) ermittelt. Als Target diente eine Zinkfolie zwischen zwei Eisenfolien. Die Querschnitte sind: Zn^{68} , $7,6 \pm 0,8$ mbarn; Zr^{90} , $3,3 \pm 0,6$; Zr^{94} , $3,6 \pm 0,5$; In^{115} , $2,5 \pm 0,4$ mbarns. Diese Ergebnisse sind nicht in Einklang mit den Messungen von PAUL und CLARKE (Canad. J. Phys. **31**, 267, 1953), die weit größere Werte für Kerne mit ähnlichem Z gefunden haben. Die Ursache der Diskrepanz liegtrscheinend darin, daß die letzteren Autoren die betreffenden Aktivitäten nicht chemisch abgetrennt haben, bevor sie ihre Zählrohrmessung starteten.

Knecht.

7344 W. T. Doyle and A. B. Robbins. $N^{14}(a, n)F^{17}$ and $Na^{23}(a, n)Al^{26}$ reactions. Phys. Rev. (2) **101**, 1056—1058, 1956, Nr. 3. (1. Febr.) (New Haven, Conn., Yale Univ., Sloane Phys. Lab.) Die Verteilung der bei den angegebenen Reaktionen entstehenden Neutronen wurde bestimmt, indem Absorptionskurven der Rückstoßprotonen aufgenommen wurden. Die Schwellenwerte wurden auf zwei Weisen bestimmt: Das Auftreten langsamer Neutronen wurde mit einem BF_3 -Zähler nachgewiesen und die β -Aktivität des entstehenden Kernes wurde nach Abschalten des Zyklotrons gemessen. Ein angeregter Zustand von F^{17} wurde bei 0,54 MeV gefunden. Für Al^{26} wurden sechs angeregte Zustände zwischen 0,3 und 2,9 MeV festgestellt. Für beide Reaktionen werden die Q -Werte angegeben. Beim Al^{26} wurde außerdem ein isomerer Zustand gefunden.

H. Schopper.

7345 Juan Manuel Lozano. *Poles of the S-matrix for the cloudy crystal ball model.* Phys. Rev. (2) **100**, 956, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Mex., Inst. Fis.)

7346 R. M. Williamson and K. W. Jones. *Study of $Li^i(p, p', \gamma)$ and $Li^i(p, \gamma)$ reactions.* Phys. Rev. (2) **100**, 960, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ., Univ. North Carol.)

7347 H. W. Newson. *$Li(p, n)$ reaction near threshold.* Phys. Rev. (2) **100**, 960, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.)

7348 G. C. Phillips, J. L. Russell and C. W. Reich. *Scattering of alpha particles from helium and the 3-Mev state in Be^8 .* Phys. Rev. (2) **100**, 960, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Rice Inst.)

7349 Abdul R. Sattar, Ira L. Morgan and Emmett L. Hudspeth. *Excitation curve for $Be^9(n, \alpha)He^6$.* Phys. Rev. (2) **100**, 960, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Tex.)

7350 George P. Millburn, Burton J. Moyer, Yui-Kwei Tai and Selig N. Kaplan. *Neutron yields from 32-Mev protons on thick targets.* Phys. Rev. (2) **100**, 1793, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. Calif.)

Schön.

7351 R. M. Weinstein, A. Odian, P. C. Stein and A. Wattenberg. *Photoproton-proton coincidences from various nuclei.* Phys. Rev. (2) **99**, 1621—1622, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Waltham, Mass., Univ.; Cambridge, Mass., Inst. Technol. Lab. Nucl. Sci.) Beim Beschuß der Elemente Lithium, Sauerstoff, Aluminium und Kupfer mit hochenergetischen γ -Quanten wurden (pp)-Koinzidenzen beobachtet. Zwei Protonen-Teleskopzähler waren unter 90° im Schwerpunktsystem zur Einfallsrichtung des γ -Strahls aufgestellt. Jedes Teleskop bestand aus drei Zählern, darunter je ein schneller, deren Signale einer modifizierten Rossi-Stufe zugeführt wurden. Zur Herabsetzung der zufälligen Koinzidenzen diente eine schnelle Koinzidenzstufe. Die γ -Strahlung wurde vom MIT-340-MeV-Synchrozyklotron geliefert. Der Wirkungsquerschnitt für solche Ereignisse ist wie erwartet wesentlich kleiner als für (pn)-Koinzidenzen. Für den Quotienten

$\epsilon_{pp}/\epsilon_{np}$ wurden die folgenden Werte gefunden: Li ($0,4 \pm 0,4$) %; O ($2,2 \pm 2,0$) %; Al < 10 %; Cu < 3 %. Während die (pn)-Ereignisse vor allem durch elektrische und magnetische Dipolwechselwirkung zustande kommen, ist diese für ein p-p-System im S-Zustand verboten. (pp)-Koinzidenzen können deshalb nur durch folgende Prozesse zustande kommen: (1) höhere Multipolabsorption, (2) Erzeugung eines reellen Mesons durch ein Nukleon und Reabsorption des Mesons durch ein Nukleonenpaar, (3) Erzeugung eines (pn)-Paares, wobei das Neutron im Target an einem Proton gestreut wird und das Rückstoß-Proton nachgewiesen wird. Nach einer Abschätzung können die unter (3) aufgeführten Ereignisse genügen, die Beobachtungen zu erklären. In diesem Falle kann man einen Anstieg von $\epsilon_{pp}/\epsilon_{np}$ mit zunehmendem Kernradius erwarten, was den Beobachtungen entspricht.

R. Bock.

7352 B. G. Chidley and L. Katz. *The nitrogen cross section near threshold.* Phys. Rev. (2) **99**, 1646, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Saskatchewan.) Im (γ , n)-Querschnitt von N^{14} zwischen der Schwelle und der Resonanz (10,5 bis 16 MeV) wurden Peaks bei etwa 12,7 MeV der Halbwertsbreite etwa 1 MeV und bei etwa 11,5 MeV, Halbwertsbreite etwa 0,3 MeV, und vielleicht noch ein sehr schmaler Peak bei etwa 10,8 MeV gefunden. Zu den Messungen wurde die Bremsstrahlung eines hochstabilisierten Betatrons benutzt. Man maß entweder die resultierende N^{14} -Aktivität oder direkt die Neutronenausbeute.

Daniel.

7353 J. C. Keck and A. V. Tollestrup. *Photodissociation of the deuteron from 150 to 450 Mev.* Phys. Rev. (2) **101**, 360—370, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol.) Das kollimierte Bremsstrahlungsbündel aus einem 500 MeV-Synchrotron traf auf ein Target aus Deuteriumgas, das mit flüssigem Stickstoff gekühlt war. Die Protonen aus der Photospaltung des Deuterons wurden in einem Reichweiten-Ionisationsteleskop beobachtet, das aus vier plastischen Phosphoren mit zwischengeschalteten Kupferabsorbern bestand. Registriert wurden Koinzidenzen zwischen den ersten drei Zählern, bei Antikoinzidenz im vierten. Die Protonen wurden durch ihre Ionisation im ersten Zähler von Mesonen und Elektronen unterschieden. Gemessen wurde bei Photonenenergien von 150; 200; 250; 300; 350; 400 und 450 MeV und Winkeln von 39; 56; 74; 93; 115 und 138°, beides im Laborsystem. An Einzelheiten der Experimentier- und Auswerttechnik werden besprochen: Zählerteleskop, Elektronik, Reichweitenbestimmung, Sekundärprotonenuntergrund; Schwankungen in der Monitorempfindlichkeit, Untergrund, Korrekturen auf π -Sekundäreignisse, Streuung, Kernabsorption, unterwegs gebremste Protonen u. ä. Die Ergebnisse werden für Labor- und Schwerpunktsysteme tabelliert und graphisch gebracht. Im Schwerpunktsystem lassen sich die differentiellen Querschnitte durch die theoretisch nicht gerechtfertigte Form $A + B \cos \vartheta + C \cos^2 \vartheta$ relativ gut wiedergeben; die Koeffizienten A, B und C sind dabei für jede Energie extra aus den Meßwerten errechnet. Zwischen 150 und 250 MeV besitzen die Kurven ein starkes Vorwärtsmaximum, das bei höheren Energien zurücktritt, bis die Verteilungen angenähert symmetrisch werden. Der totale Querschnitt weist bei 150 MeV (Laborsystem) ein relatives Minimum von $53 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ auf, dem bei 250 MeV ein relatives Maximum von $63 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ folgt. Die „Resonanz“ bei 250 MeV kann mit den Resonanzmaxima des Photopion-Querschnitts verglichen werden und zeigt die wichtige Rolle von Mesoneneffekten in der Wechselwirkung auf. Die starke Asymmetrie in der Winkelverteilung bei kleiner Energie ist am schwierigsten mit der Theorie in Einklang zu bringen.

Daniel.

7354 Fredrik Zachariasen. *Photodisintegration of the deuteron.* Phys. Rev. (2) **101**, 371—376, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol.) Verf.

benutzt die CHEWSche Mesonentheorie, die sich für diesen Zweck empfiehlt, um die Photospaltung des Deuterons im Energiebereich 100 bis 400 MeV versuchsweise zu beschreiben, insbesondere das Auftreten einer Art von Resonanz bei etwa 250 MeV zu erklären. Der Beitrag expliziter Mesoneneffekte zur Photospaltung kann im wesentlichen angesehen werden als die Photoerzeugung eines Mesons aus dem einen oder dem andern der beiden Nukleonen mit nachfolgender Streuung und Absorption des Mesons. Zur Rechnung wird die Impulsapproximation benutzt. Prozesse mit mehr Mesonenaustausch werden vernachlässigt. Das numerische Resultat totaler Querschnitt gegen Energie hängt stark von der gewählten Kopplungskonstanten ab; die theoretische Kurve ist für zwei Werte zusammen mit den experimentellen Punkten gezeichnet. In beiden Fällen werden Lage und allgemeine Form der Resonanz richtig wiedergegeben; jedoch ist der berechnete Querschnitt unterhalb ca. 150 MeV im Schwerpunktsystem stets zu klein. Die Winkelverteilung kann im benutzten Modell nicht völlig verstanden werden.

Daniel.

7355 E. A. Whalin, Barbara Dwight Schriever and A. O. Hanson. *Photodisintegration of deuterium by 60- to 250-Mev X-rays.* Phys. Rev. (2) **101**, 377—384, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Urbana, Ill., Univ.) Kollimierte Bremsstrahlung aus einem Betatron wurde auf ein Target aus flüssigem Deuterium gerichtet. Die bei 30°, 45°, 75°, 120° und 150° im Laborsystem austretenden Photoprotonen wurden mit Ilford-G5-Platten hinter Absorbern nachgewiesen. Gemessen wurde bei den Grenzenergien 165; 280 und 300 MeV der Bremsstrahlung; als Spektrum der Bremsstrahlung wurde das SCHIFFSche für dünnes Target genommen. Die Auswertung der Platten ist ausführlich beschrieben. Die Querschnitte als Funktion des Winkels Θ^* im Schwerpunktsystem lassen sich, insbesondere bei kleineren Energien (diesbezügliche Messungen von ALLEN werden mitangeführt), in der Form $d\sigma^*/d\Omega = (A + B \sin^2 \Theta^*) (1 + 2\beta \cos \Theta^*)$ wiedergeben. A, B und β wurden empirisch für jede Energie bestimmt; β = Retardierungsparameter. Im Energiebereich 60 bis 250 MeV verlaufen die Winkelverteilungen relativ flach, weisen aber beträchtliche Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien auf. Der totale Querschnitt, der in diesem ganzen Energiebereich wenig variiert, besitzt ein breites Minimum von ungefähr 55 μ barn in der Gegend von 150 MeV. Die Daten des Experiments zeigen grob an, daß der π -Mesonen-Beitrag zum Photospaltungsquerschnitt nicht sehr von der Schwelle für die Erzeugung reeller π -Mesonen abhängt. Der integrierte Querschnitt bis zur Mesonenschwelle beträgt nach den Messungen 0,38 MeV-barn, 30 % mehr als der THOMAS-REICH-KUHN-Wert für elektrische Dipolübergänge und gewöhnliche Kräfte; das kann Mesoneneffekten zugeschrieben werden.

Daniel.

7356 Henry G. Petrow and Gregory Rocco. *Fission yield of Gd¹⁵⁹ and Tb¹⁶¹.* Phys. Rev. (2) **96**, 1614, 1954, Nr. 6. (15. Dez.) (Boston, Mass., Tracerlab.) Mit thermischen Neutronen bestrahltes Uran ist auf die Anwesenheit von Gd¹⁵⁹ und Tb¹⁶¹ hin untersucht worden. Die Isotope wurden gefunden, die Ausbeuten waren bei zwei Proben für Gd¹⁵⁹: (1,1 bzw. 1,0) $\cdot 10^{-3}$ %, für Tb¹⁶¹: (7,4 bzw. 7,1) $\cdot 10^{-5}$ %. Zur Ermittlung der Ausbeuten waren Sm¹⁵³ und Eu¹⁵⁶ mitbestimmt und eine Ausbeute von 6,2 % für Mo⁹⁹ angenommen worden. Bei den chemischen Trennungen wurde eine Kombination der Ionenaustausch- mit der Extraktions-Technik benutzt.

Nierhaus.

7357 J. E. Hammel and J. F. Kephart. *Distribution of the number of prompt neutrons from the spontaneous fission of Pu²⁴⁰.* Phys. Rev. (2) **100**, 190—192, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Los Alamos, New Mex., Univ., Scient. Lab.) Die Verteilungsfunktion für die Anzahl der prompten Neutronen, die bei der Spaltung von Pu²⁴⁰

emittiert werden, wurde gemessen. Aus 4197 registrierten Spaltakten ergaben sich die folgenden Wahrscheinlichkeiten P_m für die Emission von m Neutronen: $P_0 = 0,062 \pm 0,006$, $P_1 = 0,114 \pm 0,017$, $P_2 = 0,374 \pm 0,022$, $P_3 = 0,228 \pm 0,024$, $P_4 = 0,114 \pm 0,022$, $P_5 = 0,027 \pm 0,013$, $P_6 = 0,000 \pm 0,005$. Zum Nachweis der Neutronen diente ein ausgedehnter Flüssigkeits-Scintillator (Toluol mit p-Terphenyl), der zur Steigerung der Empfindlichkeit für Neutronen mit Cadmium aktiviert war.

R. Bock.

7358 Th. A. J. Maris. *Generalization of the liquid drop model of fission*. Phys. Rev. (2) **101**, 502—503, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Stockholm, Swed., Nobel Inst. Phys.) Das übliche Tröpfchenmodell kann zwar einige Charakteristika des Spaltungsprozesses erklären, nicht aber alle Meßergebnisse quantitativ wiedergeben. Zweck dieser Arbeit ist es, zu zeigen, daß die quantitativen Vorhersagen des Tröpfchenmodells durch die Einbeziehung des jetzt erwiesenen Neutronenüberschusses am Kernrand stark beeinflußt werden. Den Betrachtungen wird eine homogene Ladungsverteilung im Kern mit einem Radius 7,5 % kleiner als der Kernradius zugrunde gelegt. Der Neutronenüberschuß am Kernrand bleibe während der Deformation erhalten. Bei kleiner Verformung verhält sich ein Kern in diesem Modell wie ein Kern mit beträchtlich höherem Z^2/A im üblichen Modell. Bei stark verformten Kernen kann das Gegenteil der Fall sein.

Daniel.

7359 R. B. Leachman and H. W. Schmitt. *Fine structure in the velocity distributions of slowed fission fragments*. Phys. Rev. (2) **96**, 1366—1371, 1954, Nr. 5. (1. Dez.) (Los Alamos, N. Mex., Los Alamos Sci. Lab.) In einem evakuierten Rohr wurden mit zwei Anthracen-Kristallen und zwei 5819 Vervielfachern die Flugzeiten von Spaltungs-Bruchstücken aus der Kernspaltung des U^{235} , des U^{233} und des Pu^{239} bestimmt. Die Methode ist beschrieben von LEACHMAN in Phys. Rev. **87**, 444, 1952. Eine Feinstruktur wurde beobachtet in der Geschwindigkeits-Verteilung jener U^{235} -Bruchstücke, die durch Aluminium- oder Nickel-Folien verlangsamt wurden. Bei nicht verlangsamtten Bruchstücken war keine Feinstruktur beobachtbar. Die Geschwindigkeits-Feinstruktur entspricht der Feinstruktur in der Massen-Ausbeute-Kurve und zeigt den Einfluß der abgeschlossenen Schale mit $N = 82$ beim eigentlichen Spaltungsvorgang (nicht beim nachträglichen Abdampfen von Neutronen). Es wird dargestellt, wie die Verlangsamung durch Aluminium oder Nickel die Geschwindigkeits-Feinstruktur aufdeckt, nämlich als Ergebnis einer isobaren Geschwindigkeits-Bündelung. Bei der Verlangsamung der Spaltungsbruchstücke in Gold entsteht keine Geschwindigkeits-Bündelung, daher zeigen Geschwindigkeits-Verteilungen von U^{235} -Bruchstücken, verlangsamt in Gold oder Platin, keine Feinstruktur. Die Abwesenheit der Geschwindigkeits-Feinstruktur bei U^{233} - und Pu^{239} -Bruchstücken, verlangsamt in Aluminium, wird diskutiert.

Nierhaus.

7360 A. E. de Vries. *The enrichment of radio-active isotopes by thermal diffusion*. Physica, 's Grav. **21**, 124—126, 1955, Nr. 2. (Febr.) (Amsterdam, Lab. massaspectr.) Eine Methode zur Vergrößerung der Anreicherung eines radioaktiven Isotops mit Hilfe der Thermodiffusion in einem CLUSTERSschen Trennrohr wird vorgeschlagen. Die Anreicherung wird theoretisch und experimentell verglichen. Die Methode ist wichtig für Mengen, die klein im Vergleich zum Inhalt des Rohres sind. In diesem Fall wird durch Verlängerung des Rohres keine bessere Anreicherung erhalten. Als Beispiel wird Kohlenoxyd behandelt, bei dem $C^{14}O$ in einer kleinen Menge von $C^{12}O$ angereichert wird. Die Methode ist auch auf große Mengen, aber geringem Gehalt an z. B. $C^{14}O$ anwendbar.

B. Krüger.

7361 Pierre Bretonneau. *Mesure de la période du ^{12}B et du 8Li* . C. R. Acad. Sci., Paris **236**, 913—914, 1953, Nr. 9. (2. März.) Die Aktivitäten wurden durch

B^{11} (d, p) B^{12} bzw. Li^7 (d, p) Li^8 bei 600 keV Deuteronenenergie hergestellt. Zur Abfallmessung wurde der Strahl abgeschaltet. Als Detektor diente ein Szintillationszähler. Man maß die folgenden Halbwertszeiten: B^{12} : 0,022 ± 0,001 sec; Li^8 : 0,87₆ ± 0,02 sec. Die Resultate befinden sich in Übereinstimmung mit denen einiger anderer Autoren. Daniel.

7362 D. J. Hunt and G. Pish. *Isotopic analysis of polonium-208-209 mixtures*. J. opt. Soc. Amer. **46**, 87—91, 1956, Nr. 2. (Febr.) (Miamisburg, Ohio, Monsanto Chem. Co., Mound Lab.) Die relative Häufigkeit der durch Protonenbeschuß des Bi^{209} entstehenden Poloniumisotope Po^{208} und Po^{209} wurde spektrographisch aus dem Intensitätsverhältnis der zu den Molekülen ($Po^{208} Po^{209}$) und (Po^{208})₂ gehörenden Bandenköpfen bestimmt. Nöldeke.

7363 Edward A. Alperovitch and J. Malcolm Miller. *Occurrence of technetium-98 in nature*. Phys. Rev. (2) **98**, 262, 1955, Nr. 1. (1. Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Columbia Univ.; Brookhaven Nat. Lab.) Um natürlich vorkommendes Tc^{98} nachzuweisen, wurden aus verschiedenen Mineralien Konzentrate hergestellt, die im Reaktor von Brookhaven mit thermischen Neutronen bestrahlt wurden. Mit Szintillationszählern wurde nach einer in der Reaktion Tc^{98} (n, γ) Tc^{99m} entstandenen Tc^{99m} -Aktivität gesucht. Bei sieben von zwölf bisher untersuchten Konzentraten wurde Tc^{99m} gefunden, bei zwei Konzentraten war sicher kein Tc^{99m} vorhanden. In den meisten Fällen konnte ausgeschlossen werden, daß Tc^{99m} durch den Prozeß Mo^{98} (n, γ) Mo^{99} → Tc^{99m} entstanden war.

Nierhaus.

7364 H. Tyrén and P.-A. Tove. *Short-lived radionuclides produced by a synchro-cyclotron*. Phys. Rev. (2) **96**, 773—774, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Uppsala, Swed., Univ., Gustaf Werner Inst. Nucl. Chem.) Kurzlebige Aktivitäten, die durch den zirkulierenden Protonen-Strahl eines 200 MeV Synchrozyklotrons erzeugt werden, werden untersucht mit einem dicht beim Target angebrachten Szintillationszähler und einem elektronischen Zeitanalysator. β -Strahlung wird in einem plastischen Szintillator nachgewiesen, der über einen Lichtleiter aus Plexiglas mit einem außerhalb des Magnetfelds liegenden Vervielfacher in Verbindung steht. Zur Messung von α -Aktivitäten wird der plastische Szintillator ersetzt durch eine dünne Schicht von ZnS auf Plexiglas. Das Target wird eine kurze Zeit bestrahlt, 2 msec nach Abschaltung des Protonenstrahls wird der Zeitanalysator eingeschaltet, der in zehn zeitlich aufeinanderfolgenden Kanälen die Impulse aus dem Zähler registriert. Eine Messung besteht aus 10 bis 1000 Zyklen. Bisher sind 38 Aktivitäten mit Massenzahlen <70 untersucht worden.

Nierhaus.

7365 Bernd Crasemann and D. L. Manley. *Radioactivity of Co^{57}* . Phys. Rev. (2) **98**, 279, 1955, Nr. 1. (1. Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Oregon.) Mit einem magnetischen Linsenspektrometer wurde der Zerfall von Co^{57} untersucht. Chemisch abgetrennte Präparate von in der Reaktion Mn^{55} (α , 2n) Co^{57} hergestelltem Co^{57} wurden benutzt. Eine Schraubenblende im Spektrometer gestattete die Untersuchung des Positronenspektrums ohne Störung durch Konversionselektronen. Es liegen zwei Teilspektren vor mit den Energien $0,312 \pm 0,020$ und $0,194 \pm 0,010$ MeV, den Intensitäten 70 und 30% und den log(ft)-Werten 8,1 und 7,6. Das K-Einfang-Positronen-Verhältnis für den Übergang zum zweiten angeregten Zustand des Fe^{57} ist $(6,7 \pm 3,5) \cdot 10^2$. Die Energien $0,133 \pm 0,002$ und $0,119 \pm 0,002$ MeV für die zwei γ -Linien mit den Intensitäten 3 und 97% wurden aus dem Konversions-Elektronen-Spektrum bestimmt. Bei den Übergängen handelt es sich mutmaßlich um magnetische Quadrupol-, bzw. elektrische Dipol-Strahlung.

Nierhaus.

7366 M. D. Petroff, S. W. Mead and W. O. Doggett. *Radioactivity of Sn¹⁰⁹.* Phys. Rev. (2) **98**, 279, 1955, Nr. 1. (1. Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. California.) Bei der Bestrahlung von in Cd¹⁰⁶ angereichertem CdS mit 15 MeV α -Teilchen entstand eine Sn-Aktivität mit der Halbwertszeit (18 ± 2) min, die dem in der Reaktion Cd¹⁰⁶ (α , n) Sn¹⁰⁹ hergestellten Sn¹⁰⁹ zugeschrieben wird. Bei der Untersuchung mit einem magnetischen Linsenspektrometer wurden die Konversionselektronen zweier γ -Linien mit den Energien 73 keV und 0,678 MeV gefunden. Die 0,205 MeV γ -Linie des In¹⁰⁹ wurde beobachtet. Sn¹⁰⁹ zerfällt durch K-Einfang und Positronenemission. Nierhaus.

7367 T. H. Handley and W. S. Lyon. *Neutron-deficient activities of terbium.* Phys. Rev. (2) **99**, 1415—1417, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Isotopenangereicherte Gd-Proben, Gd¹⁵² und Gd¹⁵⁴ bis Gd¹⁵⁸, wurden im Zyklotron mit Protonen, deren Energie durch Absorber auf 9,5; 14,0 bzw. 22,4 MeV entsprechend der Bevorzugung von (p, n)-, (p, 2n)- bzw. (p, 3n)-Reaktionen festgelegt wurde, bestrahlt. Nach Trennung durch Ionenaustausch wurden die Proben auf Kerndaten wie Halbwertszeit, Zerfallsart und Strahlungen mit Absorptionsapparat, Szintillationsspektrometern und Alpha- und Beta-Zählern untersucht. Die folgende Tabelle enthält die Hauptresultate:

Isotop	Zerfallsart	Halbwertszeit	Partikel-energie	Gamma-Energie
Tb ¹⁵⁸		<10 min oder >5 a		
Tb ¹⁵⁷		<10 min oder >5 a		
Tb ¹⁵⁶	E.C., β^- ?	5,2 d	0,6 MeV 0,2 MeV	2,0; 1,8; 1,4; 1,2; 0,76; 0,54; 0,36; 0,26; 0,21; 0,10 MeV
Tb ^{156m}	β^-	5,5 h	0,14 MeV	
Tb ¹⁵⁵		<10 min oder >5 a		
Tb ¹⁵⁴	E.C., β^+ ?	17,5 h		
Tb ¹⁵⁴	E.C., β^+ ?	etwa 7,5 h		
Tb ¹⁵³		<10 min oder >5 a		
Tb ¹⁵¹	Berichtete 19 h-Alpha-Aktivität nicht beobachtet.			Daniel.

7368 Seymour Kateoff. *Radiations from long-lived Tc⁽⁹⁸⁾.* Phys. Rev. (2) **99**, 1618—1619, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab., Chem. Dep.) Es wurde ein neues beta-aktives Tc-Isotop chemisch von im Reaktor intensiv mit Neutronen bestrahltem Ru abgetrennt und untersucht. 2 a nach Bestrahlungsende wurde die Gamma-Strahlung der mehrmals gereinigten Tc-Fraktion im Koinzidenz-Szintillationsspektrometer gemessen. Man fand Gammas von 100; 203; 650 und 740 keV. Die letzten beiden haben etwa gleiche Intensität und koinzidieren miteinander, aber nicht mit Röntgenstrahlen. Mit einem Anthracenzintillator wurde eine Beta-Grenze von etwa 300 keV ermittelt; etwa die Hälfte aller Betas koinzidieren mit der 0,65—0,74 MeV-Gamma-Kaskade. Der Vergleich der Zerfallsenergie von 1,7 MeV mit der nach der halbempirischen Massengleichung und der Beta-Systematik für die verschiedenen Tc-Isotope zu erwartenden Zerfallsenergie läßt die Massenzahlen 98 und 101 für die neue Aktivität zu. Von Tc¹⁰¹ ist eine 14,3 min-Aktivität bekannt. Deshalb und aus andern (angeführten) Gründen ist die Massenzahl 98 am plausibelsten. Die Halbwertszeit wurde roh zu 10^4 a abgeschätzt. Daniel.

7369 Raymond K. Sheline and Joseph Wilkinson. *A new radioactivity Mn⁵³.* Phys. Rev. (2) **99**, 1630, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Florida State Univ.) Chromoxyd (92 % Cr⁶³) wurde mit 9,5 MeV-Protonen beschossen. Dabei wurde die neue Aktivität Mn⁵³ durch Cr⁶³ (p, n) hergestellt. Abfall- und

Absorptionsmessungen zeigten, daß es sich um eine K-Einfang-Aktivität ohne Positronen oder Gamma-Strahlen handelt. Unter der Annahme gleichen Querschnitts für Cr^{53} (p, n) Mn^{53} und Cr^{54} (p, n) Mn^{54} errechnete man eine Halbwertszeit von etwa 140 a. Mn^{53} zerfällt von einem $F_{5/2}$ -Grundzustand durch einen l-verbotenen Übergang relativ hohen ft-Werts zu einem $p_{3/2}$ -Grundzustand des Cr^{53} . Daniel.

7370 R. L. Graham, R. E. Bell, L. Yaffe and J. S. Geiger. *Thermal neutron capture cross section of Au¹⁹⁸ and the half-life of the 209-Kev state in Hg¹⁹⁹*. Phys. Rev. (2) **99**, 1646, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Chalk River Lab.) Die durch sukzessiven Neutroneneinfang aus Au^{197} entstehenden aktiven Isotope wurden mit einem Paar von Linsenspektrometern und μsec -Koinzidenztechnik untersucht. Aus den relativen Intensitäten der Au^{198} - und Au^{199} - β -Spektren, der Au^{198} -Quellenstärke, der Epi-Cadmium- Au^{198} -Aktivität und der Reaktorleistung wurde der theoretische Neutroneneinfangquerschnitt des radioaktiven Au^{198} erhalten. Vier solche Werte wurden in verschiedenen Reaktoren (Brookhaven, NRX, MTR) bei verschiedenem Neutronenflux ($4 \cdot 10^{12}$ — $9 \cdot 10^{13}$ n/cm²sec) erhalten. Innerhalb der Fehlergrenzen zeigen diese keine Abhängigkeit vom Flux oder der Neutronentemperatur. Der Mittelwert beträgt 26000 ± 1200 barns. Die Halbwertszeit des 209 keV-Ml- γ -Übergangs in Hg^{199} beträgt $(7 \pm 4) \cdot 10^{-11}$ sec. Knecht.

7371 J. D. Knight and E. W. Baker. *Some decay properties of Tl¹⁹⁵, Tl¹⁹⁷ and Tl^{198m}*. Phys. Rev. (2) **99**, 1646, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Tl^{195} ($1,25 \pm 0,1$ h) und Tl^{197} ($2,8 \pm 0,2$ h) wurden durch Beschuß von angereichertem Hg^{196} und Hg^{198} mit 21 MeV-Deuteronen hergestellt und durch chemische Abtrennung ihrer Hg-Tochtersubstanzen in Zeitintervallen identifiziert. Gamma-Strahlen und Konversionselektronen von $\text{Tl}^{197-200}$ wurden mit einem Szintillationsspektrometer bzw. einem 180°-Spektrographen untersucht. Tl^{197} : Gammas von 152 und 434 keV. Tl^{198m} (unsicher; Konversion in Hg): Gammas von 588 und 637 keV. Neue Konversionslinien wurden bei 816; 753; 451; 436; 429, 358; 339; 306,5; 292; 221 und 210 keV gefunden und probeweise Tl^{198m} zugeordnet. Ebenfalls neue Linien bei 1115; 924; 715; 132 keV wurden versuchsweise Tl^{198} zugeordnet. Tl^{198m} zerfällt zu ungefähr 60 % durch Elektroneneinfang. Daniel.

7372 W. M. Jones. *Half-life of tritium*. Phys. Rev. (2) **100**, 124—125, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Los Alamos, New Mex., Univ., Scient. Lab.) Die Halbwertszeit des Tritium wurde durch Messung der gebildeten He^3 -Menge an zwei Proben zu $12,262 \pm 0,004$ a bestimmt. Knecht.

7373 S. W. Mead, M. D. Petroff and W. O. Doggett. *Half-life of Sn¹¹⁰*. Phys. Rev. (2) **100**, 1794, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. Calif.) Schön.

7374 G. A. Bartholomew, F. Brown, H. E. Gove, A. E. Litherland and E. B. Paul. *Resonances in the proton bombardment of C¹⁴*. Phys. Rev. (2) **96**, 1154—1156, 1954, Nr. 4. (15. Nov.) (Chalk River, Can., Atomic Energy Canada, Chalk River Lab., Phys. Div.) Mit Protonen aus dem elektrostatischen Beschleuniger in Chalk River wurden die Reaktionen C^{14} (p, γ) N^{15} und C^{14} (p, n) N^{14} im Protonen-Energie-Bereich 0,25 bis 1,8 MeV untersucht. Ausbeutekurven wurden aufgenommen mit NaJ-Kristallen für die unter den Winkeln 0°, 90° und 143° zur Protonenrichtung ausgesandte Grundzustands- γ -Strahlung, mit einem von Paraffin umgebenen BF_3 -Zähler für unter 90° emittierte Neutronen. Die

γ -Strahlungs-Ausbeutekurven zeigen eine breite Resonanz bei 1,50 MeV. Die Resonanzeigenschaften und ihre Interpretation werden diskutiert. Nierhaus.

7375 A. O. Burford, J. F. Perkins and S. K. Haynes. *Relative intensities of the radiations from Hf¹⁷⁵*. Phys. Rev. (2) **99**, 3—6, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Nashville, Tenn., Vanderbilt Univ.) Die Aktivität wurde durch Bestrahlen von angereicherter Hf¹⁷⁴ im Pile hergestellt. Gemessen wurden das Elektronenspektrum einer aufgedampften Quelle und das Photoelektronenspektrum, beides im magnetischen Linsenspektrometer. Das Vorhandensein von Übergängen von 89,1; 113,4; 228; 318; 342,3 und 431 keV wurde gesichert. 89,1 keV: $\alpha_K = 3,5 \pm_{2,5}^{1,5}$, K/L = $6,0 \pm 1$, L/N = $3,5 \pm 0,9$, Übergang hauptsächlich M1. 228 keV: K/(L + M) = $2,0 \pm 0,5$, Übergang E2. 342,3 keV: K/(L + M) = $4,94 \pm 0,5$, Übergang M1 + E2. Es wird ein Zerfallsschema angegeben, in dem der Grundzustand des Lu¹⁷⁵ durch $\Omega = 7/2$, I = $7/2+$ charakterisiert wird (Ω = Spinkomponente längs der Symmetrieachse des Kerns); der 113,4 keV-Zustand ist das erste Rotationsniveau mit $\Omega = 7/2$, I = $9/2+$; der 342,3 keV-Zustand ist ein Einteilchenzustand mit $\Omega = 5/2$, I = $5/2+$; und der 431 keV-Zustand ist der erste angeregte Rotationszustand des 342,3 keV-Niveaus mit $\Omega = 5/2$, I = $7/2+$. Daniel.

7376 J. A. Harvey, D. J. Hughes, R. S. Carter and V. E. Pileher. *Spacings and neutron widths of nuclear energy levels*. Phys. Rev. (2) **99**, 10—33, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Die Parameter von Kernniveaus bei Anregungsenergien eben über der Neutronenbindungsenergie wurden an etwa 20 schweren Kernen gemessen. Die früher beschriebene Apparatur wurde verbessert: Der Rotor des schnellen choppers macht jetzt 10000 Umdr./min; der Zähler für die schnellen Neutronen besteht nun aus 128 Einzelzählrohren, womit die Halbwertsbreite der Impulssammlung auf 0,5 μ sec gedrückt wurde. Gemessen wurden bei Neutronenenergien zwischen 0 und 700 eV totale Querschnitte nach der Transmissionsmethode. Als Beispiele werden die Messungen an Tm und Sn ausführlich beschrieben. Im einzelnen wurden die Isotope untersucht von: Tm, Sn, Mo, In, Cs, Eu, Tb, Ho, Lu, Hf, Ta, U. Tabelliert sind: Isotop, Resonanzenergie E_0 , DOPPLER-Verbreiterung der Niveaus, Anzahl der Targetatome pro cm^2 (häufig dickes und dünnes Target unter sonst gleichen Verhältnissen), Flächeninhalt der Resonanzkurve (mit Fehler), Neutronenbreite Γ_n (mit Fehler), Verhältnis des Fehlers in Γ_n wegen Unsicherheit in Γ_γ zu dem aus der Flächenmessung, gewogen gemitteltes Γ_n (für jede Resonanz), reduzierte Breite Γ_n^0 (für jede Resonanz). Zahlreiche Kurven. Die gewonnenen umfangreichen Daten gestatten einen Vergleich zwischen Experiment und Kernstrukturtheorie, wie er früher in dem Maße nicht möglich war. Außerdem zeigten sich Gesetzmäßigkeiten, die das Rohmaterial für weitergehende theoretische Behandlung darstellen. Die Werte von Γ_n^0 variieren stark bei den Resonanzen der einzelnen Kerne relativ zu den Strahlungsbreiten Γ_γ . Innerhalb des Meßfehlers ist die Größenverteilung der Γ_n^0 exponentiell, mit der wahrscheinlichsten Breite Null. Die experimentellen Niveaubstände, D, zeigen Diskontinuitäten bei geschlossenen Schalen, ein Effekt, der auch nach der Korrektur auf die Unterschiede in den Anregungsenergien verbleibt. Das Verhältnis Γ_n^0/D , von besonderer Bedeutung für das Modell des „cloudy crystal ball“, besitzt ein Maximum bei etwa $A = 160$, wie nach der Theorie erwartet, aber von viel geringerer Größe als der errechnete Peak. Daniel.

7377 John O. Rasmussen, Hilding Slatis and Thomas O. Passell. *Beta emitter Np²³⁸. I. Beta spectroscopy*. Phys. Rev. (2) **99**, 42—47, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Berkeley,

Calif., Univ., Dep. Chem., Radiat. Lab.; Stockholm, Sweden, Nobel Inst. Phys.) Np^{238} wurde in Stockholm durch Beschuß natürlichen U-Metalls mit 12,5 MeV-Protonen und in Arco (für Berkeley) durch Bestrahlen von Np^{237} im Reaktor hergestellt. Danach wurde chemisch abgetrennt. Gemessen wurden in Stockholm das Beta-Spektrum mit einem Zwischenbildspektrometer und einem doppeltfokussierenden Beta-Spektrometer und in Berkeley das Beta-Spektrum mit einem doppeltfokussierenden Beta-Spektrometer und das Photo- und COMPTON-Elektronenspektrum mit einem Solenoidspektrometer. Außer den bekannten Konversionslinien, die Übergängen entsprechen, deren Energie hier zu 44,0; 102,2; 986 und 1029 keV bestimmt wurde, fand man neue Konversionslinien entsprechend Übergängen von 942 und 927 keV. Diese Übergänge zeigen die Gegenwart nahe beieinanderliegender Niveaus bei höheren Anregungsenergien an. Die auch die Intensitäten enthaltenden Meßdaten sind zusammen mit den Ergebnissen anderer tabelliert. Die gemessenen Konversionskoeffizienten-Verhältnisse in den L-Unterschalen charakterisieren die Übergänge 44 und 102 keV eindeutig als E2. Die Konversion der 44 keV-Linie in den M-Unterschalen wird mit der nichtrelativistischen Theorie verglichen. Das Beta-Kontinuum besitzt eine harte Gruppe (1,25 MeV) und eine weiche (0,27 MeV), die ihrerseits wieder komplex zu sein scheint; Intensitätsverhältnis 55:45. Die harte Gruppe besitzt höchstwahrscheinlich erlaubte Form. Das 44 keV-Niveau stellt den ersten, das 146 keV-Niveau den zweiten Rotationszustand dar. Energiesummationen werden zur Hilfe bei der Aufstellung eines Zerfallsschemas diskutiert.

Daniel.

7378 John O. Rasmussen, Frank S. Stephens Jr., Donald Strominger and Björn Åström. *Beta emitter Np^{238} . II. Scintillation spectroscopy and coincidence studies.* Phys. Rev. (2) **99**, 47—55, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem., Radiat. Lab.; Stockholm, Sweden, Nobel Inst. Phys.) Np^{238} wurde durch Bestrahlen von Np^{237} im Reaktor hergestellt. Die Quelle wurde chemisch gereinigt. Gemessen wurden mit Szintillationsspektrometern, einfach und in Koinzidenz, und Fünfkkanaldiskriminator das einfache Gamma-Spektrum, Gamma-Gamma-, Röntgen-Gamma- und Beta-Gamma-Koinzidenzen. K-Einfang findet in weniger als 1 % aller Fälle statt. Auf Grund der Koinzidenzmessungen wurden unter Zuhilfenahme der Resultate der vorstehend referierten Arbeit zwei mögliche Zerfallsschemata aufgestellt, die sich nur in Kleinigkeiten unterscheiden. Beiden gemeinsam sind die folgenden Niveaus in Pu^{238} : Grundzustand (0+); 44,0 keV (2+); 146,2 keV (4+); 1029 keV (2+) und 1073 keV (3+). Schema I weist noch ein Niveau bei 1087 keV auf, Schema II dagegen eins bei 986 keV. Bei beiden Schemata gehen 45 % aller Betas von Np^{238} (2+) zum 44 keV-Niveau, die übrigen Betas verteilen sich auf die drei jeweils obersten Niveaus mit Intensitäten von 44; 9 bzw. 2 % (Schema I) bzw. 7; 41 bzw. 7 % (Schema II), nach der Beta-Energie geordnet. Auf Grund der Zerfallsschemata und der e⁻-Intensitäten aus der vorstehend referierten Arbeit wurden die Übergänge von 1029 und 986 keV als E2-Übergänge klassifiziert. Die Niveaus werden im Lichte der BOHR-MOTTOLSONschen Theorie diskutiert, ebenso die Beta-Übergänge. Die getesteten Niveaus weisen einen hohen Grad von Reinheit in den BOHR-MOTTOLSONschen Quantenzahlen K auf. Die Frage eines möglichen Vibrationscharakters der Bande nahe 1 MeV wird spekulativ erörtert.

Daniel.

7379 Herbert H. Bolotin, Charles H. Pruett, Paul L. Roggenkamp and Roger G. Wilkinson. *Excited states of Ce^{140} .* Phys. Rev. (2) **99**, 62—67, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Bloomington, Ind., Univ.) Gemessen wurden: mit einem Szintillationsspektrometer das Gamma-Spektrum; mit zwei Szintillationsspektrometern Gamma-Gamma-Koinzidenzen; mit einem Szintillations-Paarspektrometer die energie-

reichere Gamma-Strahlung; mit einem magnetischen 180° -Spektrometer das Beta-Spektrum; und Gamma-Gamma-Richtungskorrelationen an den Paaren 0,815—1,60 MeV, 1,60—0,490 MeV und 0,328—1,60 MeV. Man fand Gammas von 3,00; 2,50; 1,60; 0,815; 0,490; 0,438 und 0,328 MeV. Die ersten beiden besitzen Intensitäten von 0,04 % bzw. 1 % der der 1,60 MeV-Strahlung, während die Intensitäten der letzten fünf Strahlen sich wie 2,50/1,15/1,25/0,15/1,00 verhalten. Im Beta-Kontinuum wurden drei Gruppen von 2,15 MeV (7 %), 1,67 MeV (10 %) und 1,34 MeV (45 %) festgestellt. Die aus Gamma- und e^- -Intensitäten zugänglichen Konversionskoeffizienten, die K/L-Verhältnisse und die Ergebnisse der Richtungskorrelationsmessungen gestatteten, folgende Multipolzuordnungen zu treffen: 1,60 MeV E2; 0,815 MeV M1 + E2; 0,490 MeV E2; und 0,328 MeV M1 oder M1 + E2. Das Termschema des Ce^{140} weist die folgenden Niveaus auf: Grundzustand (0+); 1,60 MeV (2+); 2,09 MeV (4+); 2,42 MeV (3+, vielleicht auch 4+); 2,53; 2,65 und 2,92 MeV. Die drei oben angegebenen Beta-Gruppen führen zum ersten, zweiten und dritten angeregten Zustand. La^{140} besitzt im Grundzustand die Zuordnung 3— und im 30 keV-Niveau 2—. Daniel.

7380 L. L. Lee jr. and D. R. Inglis. *Energy levels in Be^9* . Phys. Rev. (2) **99**, 96—98, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Verff. untersuchten $\text{B}^{11}(\text{d}, \alpha)\text{Be}^9$ bei 1,51 MeV Deuteronenenergie und den drei Winkeln 50, 90 und 101° mit einem zweidimensional fokussierenden magnetischen Spektrometer. Gruppen zum Grundzustand und zum 2,43 MeV-Zustand wurden bei allen Winkeln beobachtet; bei 50 und 101° wurden außerdem Gruppen zu breiten Niveaus des Be^9 bei $1,75 \pm 0,02$ und $3,02 \pm 0,03$ MeV gefunden. Zusätzliche Gruppen, die als Alpha-Gruppen diskriminiert wurden, fand man bei $3,21 \pm 0,03$ MeV (90°) und $3,10 \pm 0,03$ MeV (101°); ihre Zuordnung und Deutung werden diskutiert. Daniel.

7381 S. Bashkin, R. R. Carlson and E. B. Nelson. *Radiative capture of protons by N^{14}* . Phys. Rev. (2) **99**, 107—111, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Iowa City, I., State Univ.) Durch Protonenbeschuß eines dicken TiN-Target wurde die 277 keV-Resonanz für die Produktion von O^{15} in seinem 7,61 MeV-Zustand angeregt. Mit einem Dreikristallspektrometer wurden γ -Strahlen von $5,25 \pm 0,1$; $6,10 \pm 0,1$ und $6,65 \pm 0,15$ MeV mit relativen Intensitäten von 25, 100 und 40 aufgelöst. Direkte Übergänge in den Grundzustand haben eine relative Intensität von weniger als 5. Die totale Ausbeute beträgt $(2,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-11}$ Reaktionen pro Proton. Das Intensitätsverhältnis von 6,10 MeV- zu 5,25 MeV- γ -Strahlung ist beim Winkel 90° um etwa 7 % kleiner als bei 0° . Dies ist ein Zeichen dafür, daß kein reiner S-Welleneinfang vorliegt. Der Einfangzustand dürfte Spin 5/2 haben und zerfällt durch Dipolemission in die drei ersten angeregten O^{15} -Zustände.

Knecht.

7382 D. Engelkemeir and L. B. Magunsson. *Observation of a 193-millimicrosecond metastable level in Pu^{239}* . Phys. Rev. (2) **99**, 135—136, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab., Chem. Div.) Gemessen wurden verzögerte Koinzidenzen zwischen Betas > 30 keV und Gammas > 40 keV mit Anthracen- bzw. NaJ-Szintillationsdetektoren und das Beta-Spektrum in verzögerter Koinzidenz mit Gamma-Strahlung, außerdem L-Konversionselektronen- und Gamma-Intensitäten. Die Daten erlauben die folgenden Schlüsse: Ein metastabiler Zustand von Pu^{239} mit einer Halbwertszeit von 193 ± 4 nsec wird in 20 bis 50 % aller Np^{239} -Beta-Zerfälle angeregt; diesem metastabilen Zustand geht eine Beta-Gruppe von 343 ± 15 keV voraus; er ist das höchste Niveau, das in nennenswertem Umfang angeregt wird; wenn die wesentlichen Punkte der jetzt akzeptierten Zerfallsschemata richtig sind, liegt das metastabile Niveau 382 keV über

dem Grundzustand und zerfällt hauptsächlich über E1-Übergänge von 61 und 105 keV.
Daniel.

7383 O. Kotoed-Hansen. *Alternative interpretations of slow-neutron cross sections.* Phys. Rev. (2) **99**, 154—158, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (New York N. Y., Columbia Univ.) Es wird die Viel-Niveauformel nach FESHBACH, PEASLEE und WEISSKOPF auf die untersten Neutronenresonanzen von Silber und Gold angewandt. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von SHEER und MOORE (s. diese Ber. S. 959) ist sehr gut. Weiter wird gezeigt, daß die bei der Ableitung der Ein-Niveauformel benutzte Näherung zu Fehlern der Resonanzparameter dieser Formel führen kann, die größer sind als die vorkommenden statistischen Fehler. Die anfangs erwähnte Anpassung geschah mit einem Kernradius $1,47 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm.
Knecht.

7384 G. E. Tauber. *Energy levels of Pb²⁰⁸.* Phys. Rev. (2) **99**, 176—179, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Cleveland, Ohio, Western Res. Univ., Dep. Phys.) Zwischen Zweiteilchen-Konfigurationen und Teilchen-Loch-Konfigurationen bestehen Unterschiede, die eine von vornherein eigene Behandlung der Teilchen-Loch-Konfigurationen erforderlich machen. Verf. untersucht die verschiedenen Teilchen-Loch-Konfigurationen in der Nachbarschaft des doppelt magischen Kerns Pb²⁰⁸ und wendet die Rechnungen auf das Termschema des Pb²⁰⁸ an. Die Beiträge zur Anregungsenergie kommen von der Wechselwirkung mit dem Kerninnern, der Spin-Bahn-Wechselwirkung und der Wechselwirkung zwischen den Extrateilchen. Die Teilchen-Teilchen-Wechselwirkung wird zu $V = (mP + nQ) V(|r_1 - r_2|)$ mit $P = \text{MAJORANA-}$, $Q = \text{BARTLETT-Kraft}$ genommen. Die Energiewerte werden im LS- und im jj-Grenzfall für Delta- und GAUSS-Potential bei jedesmal mehreren Reichweitenwerten ausgerechnet und mit dem Experiment (ELLIOT) verglichen. Die Darstellung der gemessenen Niveaus ist für gewisse angenommene Konfigurationen und Wechselwirkungen möglich; jedoch sind die Parameter zu zahlreich, als daß sie eindeutig bestimmt werden könnten. Vielleicht muß zusätzlich Konfigurationswechselwirkung einbezogen werden.
Daniel.

7385 Gertrude Scharff-Goldhaber, E. der Mateosian, G. Harbottle and M. McKeown. *Decay of U²³² (74 yr).* Phys. Rev. (2) **99**, 180—183, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Gemessen wurde mit Szintillationsspektrometern nach verschiedenen Methoden, teilweise mit im NaJ-Kristall eingebauter Quelle. Gamma-Gamma- und e⁻-Alpha-Koinzidenzmessungen wurden durchgeführt. Die Halbwertszeit des 60 keV-Niveaus wurde mit einem getriggerten Oszilloskop zu $< 2 \cdot 10^{-8}$ sec bestimmt. Man fand neben K- und L-Röntgenstrahlung die folgenden Gamma-Übergänge (in Klammern die getroffene Zuordnung und die Intensität des Übergangs pro Alpha-Zerfall): 60 keV (E 2; 32%), 130 keV (E 2; 0,57%), 270 keV (E 1; 0,0096%) und 330 keV (E 1; 0,0070%). Die Ergebnisse erlauben die Aufstellung eines Zerfallsschemas: U²³² (0 +) zerfällt über vier Alpha-Gruppen der Intensitäten 68,0%; 31,4%; 0,57% und 0,017% zu den folgenden Niveaus in Th²²⁸: Grundzustand (0+); 60 keV (2+); 190 keV (4-) und 330 keV (1-). Die angeregten Niveaus gerader Parität sind Rotationsniveaus. Die experimentellen Alpha-Intensitäten werden mit den theoretischen (mit und ohne Spinkorrektion) verglichen.
Daniel.

7386 B. B. Kinsey. *Resonances in the elastic scattering of protons.* Phys. Rev. (2) **99**, 332—333, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Das Experiment bestand darin, daß bei festgehaltenem Streuwinkel (im ersten Beugungsminimum) die Energie der einfallenden Protonen (Linearbeschleuniger) von etwa 15 MeV bis etwa 25 MeV variiert wurde. Die Zählraten zeigten dann bei den Streuern C bzw. O Maxima bei $22,5 \pm 0,3$ MeV bzw. bei $18,6 \pm 0,3$ MeV

mit Halbwertsbreiten von etwa 1,5 MeV. Bei allen anderen untersuchten Elementen (B, N, F, Al, Si, S, Ca, Fe und Cu) konnten in diesem Energiebereich keine Maxima dieser Art festgestellt werden. Bei dem Effekt handelt es sich anscheinend um ein Anwachsen der Wahrscheinlichkeit für elastische Re-Emission in einem schmalen Energiebereich, was für Einteilchenzustände charakteristisch ist. Es ist jedoch unwahrscheinlich, daß die Resonanz durch einen einzigen unabhängigen Zustand bei diesen hohen Anregungsenergien verursacht wird. Wahrscheinlicher ist die Mitwirkung vieler Zustände.

Knecht.

7387 H. H. Landon. *Radiation widths in the slow neutron resonances of iridium.* Phys. Rev. (2) **99**, 610, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Die Strahlungsbreite der 0,654 eV-Resonanz beträgt nach vorläufigen Messungen mit dem Brookhaven-Kristallspektrometer (75 ± 5) mV. Aktivierungsmessungen zeigten, daß diese Resonanz wahrscheinlich zu Ir¹⁹¹ gehört. Die 1,305 eV-Resonanz des Ir¹⁹³ hat eine Breite von (86 ± 3) mV. Weitere Resonanzparameter werden später veröffentlicht.

Knecht.

7388 H. H. Landon. *Radiation widths in slow neutron resonances.* Phys. Rev. (2) **100**, 1414—1418, 1955, Nr. 5. (1. Dez.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Es wird eine Zusammenfassung über die letzten Messungen von totalen Strahlungsbreiten bei Neutroneneinfangresonanzen gebracht. Insbesondere werden die neuesten Ergebnisse von Resonanzen in Ir, Lu und W angegeben. Die Abhängigkeit der Strahlungsbreiten vom Atomgewicht wird im Lichte des von BLATT und WEISSKOPF vorgeschlagenen Modells diskutiert.

Knecht.

7389 G. Igo. *Total neutron cross section of rhenium.* Phys. Rev. (2) **99**, 610, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Im Energiebereich von 1 bis 14 eV wurde der totale Wirkungsquerschnitt von Rhenium mit dem BNL-Kristallspektrometer untersucht. Die Strahlungsbreite der 2,157 eV-Resonanz beträgt 49 mV. Die früher beobachteten Strahlungsbreiten zeigen bei $A \approx 180$ ein Minimum von etwa 50 mV.

Knecht.

7390 J. Moore. *Slow neutron resonance scattering in indium.* Phys. Rev. (2) **99**, 610, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.; Columbia Univ.) Das Streuspektrum von Indium unterhalb 10 eV nach der Dick-Dünn-Targettechnik zeigt klar getrennte Niveaus bei 1,458; 3,85 und 8,85 eV. Γ_n/Γ und σ_p können mit 15% Genauigkeit ermittelt werden. Die Zuordnung von Spins wird versucht.

Knecht.

7391 F. B. Simpson, R. G. Fluharty and O. D. Simpson. *Resonance parameters in Ta.* Phys. Rev. (2) **99**, 610, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Phillips Petrol. Co.) Die Fortführung der Untersuchungen an Ta mit einem schnellen „chopper“ ergaben Resonanzen bei 23 und 36 eV. Die Resonanzparameter von fünf Niveaus wurden ermittelt. Das Verhältnis Γ_n^0/D wird diskutiert. Unter Benutzung von Kristallspektrometerdaten wurde das Resonanzabsorptionsintegral berechnet.

Knecht.

7392 M. S. Smith, R. R. Smith, E. G. Joki and J. E. Evans. *Total neutron cross section of Np-237 in the 0,02- to 3-ev region.* Phys. Rev. (2) **99**, 611, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Phillips Petrol. Co.) 154 mg Np waren als Nitrat in 0,5 cm³ D₂O gelöst. Prominente Resonanzen bei 0,489; 1,34 und 1,49 eV. Die BREIT-WIGNER-Parameter der ersten Resonanz: $E_0 = (0,489 \pm 0,005)$ eV; $\sigma_0 = 2600$ barn, $\Gamma = 0,032 \pm 0,003$ und $g\Gamma_n = 0,016$ mV. Die beiden anderen Resonanzen haben ein $\sigma_0 \Gamma \approx 29$ bzw. 140.

Knecht.

7393 B. Margolis, O. Kofoed-Hansen and E. Nagel. *Analysis of low-energy neutron-resonance cross sections.* Phys. Rev. (2) **99**, 611, 1955, Nr. 2. (15. Juli.)

(Kurzer Sitzungsbericht.) (Columbia Univ.) Es wird unter Zuhilfenahme der WIGNER-EISENBUD-Prozedur eine Formel für den Neutronenwirkungsquerschnitt abgeleitet, wobei folgende Annahmen gemacht wurden: 1. Es kann ein mittlerer Niveauabstand benutzt werden; 2. Die Quadratwurzeln der Produkte aus Neutronen- und Strahlungsbreite haben alternierendes Vorzeichen; 3. In der Nähe eines Niveaus kann der Beitrag von benachbarten Niveaus durch mittlere Niveaubreiten repräsentiert werden. Abweichungen von der BREIT-WIGNER-Formel in den Ausläufern der Resonanzen werden abgeschätzt. Vergleiche mit experimentellen Daten folgen. Knecht.

7394 V. E. Pileher, D. J. Hughes and J. A. Harvey. *Recent developments in the analysis of neutron resonances and results of fast chopper measurements on tantalum*. Phys. Rev. (2) **99**, 611, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Um die rasche Analyse einer großen Zahl von Resonanzen zu erleichtern wurde ein Satz von allgemeinen Kurven ausgerechnet, die die Flächen der Transmissionsdips mit den Resonanzparametern bei verschiedenen Werten der DOPPLER-Verbreiterung in Beziehung setzen. Auch können damit leicht die von experimentellen Fehlern herrührenden Unsicherheiten der Parameter bestimmt werden. Die neue Auswertungsmethode wurde auf zwanzig Tantalresonanzen zwischen 0 und 130 eV angewendet. Es ergab sich $\bar{D} = 9$ eV für die ersten zehn Resonanzen und $\Gamma_n^0/\bar{D} = (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$. Knecht.

7395 A. Stolovy and J. A. Harvey. *Fast chopper measurements of radiation widths*. Phys. Rev. (2) **99**, 611, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Die Strahlungsbreiten tiefliegender Kernniveaus der Isotope Sr^{87} , Sb^{121} , Sb^{123} , Ba^{135} , La^{139} , Nd^{145} und Pt^{195} wurden aus der Transmission ermittelt. Zusammen mit früheren Ergebnissen im Gebiet magischer Neutronenzahlen wurde offenkundig, daß die Schwankungen der Strahlungsbreiten mit dem Schalenmodell über die Abhängigkeit der Strahlungsbreite von der Anregungsenergie und dem Niveauabstand in Beziehung stehen. Die Untersuchung zeigte, daß die emittierte Strahlung vorwiegend Dipolstrahlung ist. Knecht.

7396 Franz R. Metzger. *Nuclear resonance fluorescence in Ge^{74} and Pr^{141}* . Phys. Rev. (2) **99**, 613, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found.) Unter Benutzung eines metallischen Ge-Streuers und einer gasförmigen As^{74} -Quelle wurde starke Resonanz-Fluoreszenz beim 596 keV-Niveau des Ge^{74} beobachtet. Die gemessene Winkelverteilung charakterisiert den Übergang als Quadrupolübergang. Die ermittelte Gamma-Lebensdauer von $(2,4 \pm 1 \cdot 10^{-11})$ sec ist eine Größenordnung kleiner als nach dem Einteilchenmodell zu erwarten. Ähnlich wurde mit einem Streuer aus Praseodymoxid für den magnetischen Dipolübergang von 145 keV in Pr^{141} eine Gamma-Lebensdauer von $3,5 \pm 1 \cdot 10^{-9}$ sec gefunden, zwei Größenordnungen kleiner als nach dem Einteilchenmodell zu erwarten. Daniel.

7397 L. A. Toller, J. R. Patterson and H. W. Newson. *Neutron resonances in the kilovolt region: Cl^{35} , Cl^{37} , K^{39} and K^{41}* . Phys. Rev. (2) **99**, 620, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.) Zwischen 2 und 110 keV hat K^{41} neun Resonanzen, K^{39} neun Resonanzen, Cl^{37} sechs Resonanzen und Cl^{35} zwei Resonanzen. Die Stärke der Resonanzspektren wächst mit dem Atomgewicht an. Nach der Flächenmethode wurden die Breiten einiger „peaks“ (in Klammern) abgeschätzt: K^{41} , 39 (0,9); K^{39} , 43 (0,3); Cl^{37} , 8,8 (0,09); Cl^{35} , 26,5 (0,34). Beide Cl-Isotope zeigen „peaks“ bei 26,5; 141 und 190 keV. Auch die beiden K-Isotope haben einige Resonanzen an der gleichen Stelle: 10, 23, 58, 96 und 110 keV. Die Häufigkeit dieser Erscheinung ist überraschend. Knecht.

7398 P. F. Nichols, R. G. Smith and H. W. Newson. *Total neutron cross sections in the kilovolt region: Zr^{90} , Zr^{92} and Zr^{94} .* Phys. Rev. (2) **99**, 621, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.) Die prominentesten Resonanzen in Zr^{90} liegen bei 18 (0,12) und 42 (0,40) keV, in Zr^{92} bei 7 (0,05) und 48 (0,35) keV, in Zr^{94} bei 20 (0,11) 44 (0,20) und 68 (0,50) keV. In Klammern sind die geschätzten Breiten angegeben. Schwächere Resonanzen sind bei allen drei Isotopen vorhanden. Es ist jedoch eine bessere Auflösung notwendig, um die Unterschiede der Niveaubstände nahe der Neutronenzahl 50 zu erkennen.

Knecht.

7399 D. A. Lind and J. J. van Loef. *Analysis of inelastic neutron scattering data for Mn, Fe and I.* Phys. Rev. (2) **99**, 621—622, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Wisconsin.) Die bereits veröffentlichten Anregungskurven wurden analysiert. Dem 128 keV-Niveau des Mn^{55} läßt sich am besten der Spin $7/2+$ zuordnen. Der Fe^{56} -Anregungskurve lassen sich drei Werte $2+$, $1+$ oder $1-$ zuordnen, von denen die letzten beiden durch die Winkelverteilung der 850 keV- γ -Strahlung ausgeschlossen werden. Die Winkelverteilung ist gegeben durch $W(\Theta) = 1 + a_2 P_2(\Theta) + a_4 P_4(\Theta)$ mit $a_2 = 0,38 \pm 0,10$ und $a_4 = 0,16 \pm 0,05$. Die beste Anpassung der Ergebnisse an die Theorie von HAUSER und FESHBACH erreicht man mit $V = 42$ MeV ($1 + i\zeta$), $\zeta = 0,2$. Den Niveaus des J konnte kein Spin zugeordnet werden.

Knecht.

7400 Mary Jean Scott and Ralph E. Segel. *Fast neutron reactions in KI (Tl) crystals.* Phys. Rev. (2) **99**, 622, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Johns Hopkins Univ.) Mit einem 99-Kanalanalysator wurde das Impulsspektrum untersucht, das ein dünner KJ(Tl)-Kristall beim Beschuß mit monoenergetischen Neutronen ($< 3,5$ MeV) lieferte. Es wurde ein einzelner „peak“ beobachtet. Die Impulshöhe wanderte mit der Neutronenenergie im Einklang mit der Protonenenergie aus der Reaktion $K^{39}(n, p)A^{39}$. Bei höheren Neutronenenergien zeigte sich bei kleineren Impulshöhen ein breiter Buckel, der den Übergängen zu den beiden Anregungsniveaus bei 1,33 und 1,68 MeV zugeschrieben wird.

Knecht.

7401 M. G. Stewart, R. P. Scharenberg and M. L. Wiedenbeck. *Angular correlation of the gamma rays of Ba^{134} .* Phys. Rev. (2) **99**, 691—694, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Dep. Phys.) Die Hauptzüge des Zerfallsschemas von Cs^{134} lassen sich durch Ba^{134} -Niveaus bei 0; 605; 1402 und 1973 keV und Gammas von 570; 605; 797 und 1368 keV charakterisieren. Verff. maßen mit zwei NaJ-Szintillationsspektrometern in Koinzidenz, von denen jedes einen schnellen und einen langsamen (energieselektiven) Kanal besaß, die Winkelkorrelationen der Kaskaden 797—605 keV, 1368—605 keV, 570—605 keV (1-3-Kaskade) sowie die Gesamtkorrelation. Letztere war für eine feste Quelle (Cs_2CO_3) und eine flüssige (Cs_2CO_3 in Wasser gelöst) gleich. Die experimentellen Koeffizienten der Entwicklung in LEGENDRE-Polynome sind $A_2 = 0,101 \pm 0,008$ und $A_4 = -0,002 \pm 0,012$. 1368—605 keV: $A_2 = 0,094 \pm 0,007$ und $A_4 = -0,024 \pm 0,009$. 570—605 keV: $A_2 = 0,019 \pm 0,019$ und $A_4 = 0,092 \pm 0,029$. Aus diesen Daten ermittelt man die Spins der oben angegebenen Niveaus zu 0; 2; 4 bzw. 4. Die Strahlen von 605; 797 und 1368 keV sind reine Quadrupolstrahlen, die 570 keV-Strahlung ist eine Mischung von 94% Quadrupol- und 6% Dipolanteil.

Daniel.

7402 D. E. Alburger and A. W. Sunyar. *Decay of Bi^{207} .* Phys. Rev. (2) **99**, 695 bis 702, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Gemessen wurden: mit einem Linsenspektrometer das Konversionselektronenspektrum; mit einem NaJ Szintillationsspektrometer das Gamma-Spektrum; mit zwei NaJ-Spektrometern Gama-Gamma- und Gamma-Röntgen-Koinzidenzen; mit zwei trans-Stilbenphosphoren schnelle e-COMPTON-Koinzidenzen; mit einem Photoneutronenzähler die Zahl energiereicher Gammas; mit zwei Szintillationszählern

Gamma-Gamma- und e-Gamma-Richtungskorrelationen. Bi^{207} (27 ± 3 a) zerfällt durch Elektroneneinfang unter Emission von Gamma-Strahlung von $0,569 \pm 0,0015$; $0,894 \pm 0,007$; $1,0639$; $1,43 \pm 0,01$ und $1,771 \pm 0,005$ in MeV; Intensität pro Zerfall 100; 0,16; 87; 0,16 bzw. 8%. Es werden 1,7; 0,0039; 8,2; 0,0009 bzw. 0,022 K-Konversionselektronen pro Zerfall ausgesandt. Die Hauptresultate lassen sich im folgenden Zerfallsschema zusammenfassen: Vom Bi^{207} ($h_{9/2}$) führen drei Elektroneneinfangzweige (5; 87 bzw. 8% Intensität) zum ersten, dritten und vierten angeregten Niveau des Pb^{207} . Beim letzten findet nur L-Einfang statt; Übergangsenergie 50 ± 40 keV. Pb^{207} besitzt die folgenden Niveaus: Grundzustand ($p_{1/2}$); 0,569 MeV ($f_{5/2}$); 0,90 MeV ($p_{3/2}$); 1,633 MeV ($i_{13/2}$) und 2,34 MeV ($f_{7/2}$). Die 1,78 MeV-Strahlung ($f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$) ist eine Mischung aus etwa 94% E2 und etwa 6% M1. Das $i_{13/2}$ -Niveau lebt 0,8 sec, das $f_{5/2}$ -Niveau $< 4 \cdot 10^{-10}$ sec, das 2,34 MeV-Niveau $< 3 \cdot 10^{-8}$ sec. Eine etwaige Gamma-Strahlung von 2,34 MeV hat eine Intensität $< 6 \cdot 10^{-5}$ pro Zerfall. Die Gesamtzerfallsenergie des Bi^{207} beträgt $2,40 \pm 0,04$ MeV. Daniel.

7403 J. M. Cork, M. K. Brice and L. C. Schmid. *Energies of the radiations from Co^{57} and Co^{58}* . Phys. Rev. (2) 99, 703—705, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Dep. Phys.) Gemessen wurde mit magnetischem Spektrograph, Szintillationsspektrometern (einzeln und in Koinzidenz) und einem doppeltfokussierenden Beta-Spektrometer. Bei Co^{57} wurden Gammas von 14,6; 29; 99,8; 122,8; 137,4 und 700 keV gefunden. Co^{57} (267 d) zerfällt größtenteils über Elektroneneinfang; jedoch ist eine schwache Positronengruppe von etwa 300 keV Grenzenergie vorhanden, die ebenso wie der Haupteinfangszweig zum 137,4 keV-Niveau in Fe^{57} führt. Dies Niveau geht mit E2-Strahlung in den Grundzustand und mit M1- oder E1-Strahlung in das 14,6 keV-Niveau über. Ein schwacher Einfangszweig führt vielleicht zu einem etwa 729 keV hoch liegenden Fe^{57} -Niveau, das über eine 700—29 keV-Kaskade in den Grundzustand übergeht. Bei Co^{58} wurden Gammas von 500; 814 und (schwach) etwa 1300 MeV sowie Positronen von 485 ± 10 keV beobachtet. Die beiden ersten Gammas sind in Kaskade, die 1,3 MeV-Linie ist entweder die crossover-Strahlung oder wurde durch Summation vorgetäuscht. Positronenemission und K-Einfang führen beide zum 1,3 MeV-Niveau. Die Halbwertszeit des Co^{58} wurde zu 71,0 d bestimmt. Daniel.

7404 R. D. Bent, T. W. Bonner, J. H. McCrary, W. A. Ranken and R. F. Sippel. *Gamma rays from the deuteron bombardment of Be^9 , B^{10} , N^{14} and F^{19}* . Phys. Rev. (2) 99, 710—718, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Houston, Tex., Rice Inst.) Gemessen wurde meist das innere Paarspektrum mit einem Linsenspektrometer mittlerer Auflösung. Die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion von Gamma-Energie und -Multipolcharakter ist angegeben. Die Deuteronen wurden einem VAN DE GRAAFF entnommen. Die im folgenden genannten Gamma-Energien sind auf DOPPLER-Verschiebung korrigiert. Be^9 und 2,5 MeV Deuteronenenergie: Gammas von $6,00 \pm 0,06$; $5,10 \pm 0,1$ und $4,52 \pm 0,1$ MeV. Bei 3,85 MeV Deuteronenenergie wurden zwischen 6,5 und 8,0 MeV keine Linien mit einer Intensität größer als 5% von der der 6 MeV-Linie gefunden. B^{10} und 2,0 MeV Beschußenergie: Gammas von $8,93 \pm 0,04$; $7,30 \pm 0,03$; $6,75 \pm 0,03$; $6,50 \pm 0,03$; $5,03 \pm 0,03$; $4,73 \pm 0,03$ und $4,49 \pm 0,05$ MeV. N^{14} und 4,0 MeV Beschußenergie: Gammas von $10,73 \pm 0,08$; $10,04 \pm 0,04$; $9,13 \pm 0,06$; $8,33 \pm 0,04$; $7,31 \pm 0,04$; $6,81 \pm 0,04$; $6,33 \pm 0,05$; $6,12 \pm 0,06$ und $5,26 \pm 0,04$ MeV. F^{19} und 3,6 MeV Deuteronenenergie: Gammas von $11,51 \pm 0,2$; $10,61 \pm 0,1$; $9,97 \pm 0,1$ und $9,43 \pm 0,1$ MeV. Termschemata, in die die Gamma-Übergänge eingezeichnet sind, werden für Be^{10} , B^{10} , B^{11} -C¹¹, N^{15} -O¹⁵ und Ne^{20} gebracht. Abgesehen von der 6,5 MeV-Linie aus B^{10} (d, n) C¹¹ sind die Gamma-Linien aus den (d, p)-Reaktionen intensitätsreicher als die aus den (d, n)-Reaktionen (Faktor etwa 1,5 bei den Spiegelkernen N^{15} und O^{15}). Dieser Faktor kann durch COULOMB-Effekte erklärt werden;

die Neutronen brauchen im Kern nicht räumlich weiter verteilt zu sein als die Protonen.

Daniel.

7405 W. S. Lyon and Bernd Kahn. *Decay of Sc^{47} .* Phys. Rev. (2) **99**, 728—730, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die Quelle wurde aus mit 14 MeV-Protonen bestrahltem CaO chemisch abgetrennt (ausführlich beschrieben). Als Halbwertszeit des Sc^{47} wurden $3,45 \pm 0,10$ d gemessen. Das Gamma-Spektrum wurde mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer, das Beta-Spektrum durch Absorption und Koinzidenz-Absorption aufgenommen. Es wird das folgende Zerfallsschema angegeben: Sc^{47} ($f_{7/2}$) zerfällt über eine Beta-Gruppe von $0,62 \pm 0,03$ MeV (34% ; $\log ft = 6,0$) zum Grundzustand des Ti^{47} ($f_{7/2}$) und über eine weitere Gruppe von $0,46 \pm 0,02$ MeV (66% ; $\log ft = 5,3$) zu einem 157 ± 7 keV hochliegenden Niveau des Ti^{47} ($f_{5/2}$), das über eine schwach konvertierte Gamma-Strahlung in den Grundzustand übergeht.

Daniel.

7406 S. E. Darden. *Determination of the strength function of nuclear energy levels.* Phys. Rev. (2) **99**, 748—751, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Madison, Wisc., Univ.) In Abhängigkeit von der Neutronenenergie wurde das Verhältnis von mittlerer reduzierter Niveaubreite bezüglich Neutronenemission zum mittleren Niveauabstand $\langle \gamma^2 \rangle / D$ („strength function“) im Energiebereich von 80 bis 230 keV an den Elementen Nickel, Zink, Selen, Strontium, Silber, Tantal, Cer, Wismut und Blei untersucht. Dieses Verhältnis wurde ermittelt aus der Abweichung von der exponentiellen Abschwächung, die ein Neutronenstrahl beim Durchgang durch ein Target erfährt. Große Genauigkeit bei der Bestimmung dieser Abweichungen wurde erreicht durch Vergleich der Transmission eines dünnen Targets für einen Neutronenstrahl, der durch ein dickes Target gefiltert worden war, mit derjenigen für ungefilterte Neutronen.

R. Bock.

7407 R. E. Rowland. *Cascade gamma rays from Po^{214} (RaC').* Phys. Rev. (2) **99**, 757—759, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab., Radiol. Phys. Div.) Als Quelle dienten $5 \cdot 10^{-8}$ Curie $RaCl$ zwischen dünnen Filmen. Gemessen wurden mit zwei Szintillationsspektrometern in Koinzidenz, eines mit Einkanal-, das andere mit Vierundzwanzigkanal-Diskriminator, Gamma-Gamma- oder Beta-Gamma-Koinzidenzen. Von den zehn im Einzelspektrum aufgelösten Gamma-Linien befinden sich die Linien von 0,77; 0,93; 1,12; 1,24; 1,38 und 1,52 MeV in Koinzidenz mit der 607 keV-Linie; außerdem koinzidiert eine schwache Linie von 1,85 MeV. Die oben angeführten koinzidierenden Linien koinzidieren nicht miteinander. Mit Betas $> 1,8$ MeV koinzidieren Gammas von 0,607 und 0,85 MeV. Die Gammas von 1,12; 1,24 und 1,77 MeV kommen alle von etwa dem gleichen Niveau; die von 0,77 und 0,93 MeV entstehen unterhalb dieses Niveaus, die von 1,38; 1,52; 2,2 und 2,4 MeV oberhalb. Das angegebene Termschema des RaC' weist die folgenden angeregten Zustände auf: 0,607; 0,85; 1,38; 1,54; 1,73; 1,77; 1,85; 1,99; 2,13; 2,20; 2,40; und 2,45 MeV.

Daniel.

7408 Wayne A. Cassatt jr. and W. Wayne Meinke. *Decay scheme of Y^{92} .* Phys. Rev. (2) **99**, 760—764, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Dep. Chem.) Y wurde durch Beschuß normaler Zr-Folien mit Deuteronen von 7,8 MeV hergestellt; es kam nur (d, α) in Frage. Die chemische Abtrennung des Y wird beschrieben. Wie die Analyse insbesondere der mit 4 π -Proportionalzähler aufgenommenen Abfallkurven zeigte, war neben der gesuchten 3,6 h-Aktivität des Y^{92} nur eine 61 h- und eine 105 d-Aktivität (Y^{90} bzw. Y^{88}) vorhanden. Die Eigenschaften der Y-Isotope und eine Isotopenkarte von Nb, Zr und Y werden gebracht. Im Gamma-Spektrum des Y^{92} , aufgenommen mit einem Szintillationsspektrometer, wurden Linien von 0,21; 0,475; 0,94; 1,45; 1,9 und 2,4 MeV aufgelöst. Weitere Linien wurden bei den Koinzidenzmessungen mit zwei Gamm-Szintillationsspektrometern gefunden. Beta-Gamma-Koinzidenzmessungen wurden

durchgeführt. Das Beta-Spektrum wurde mit einem kleinen 180° -Spektrometer gemessen; für Y^{92} fand man eine Grenze von 3,6 MeV. Die Zuordnung der einzelnen Strahlungen zu Y^{92} ließ sich größtenteils durch Verfolgen ihres Intensitätsabfalles sicherstellen. Das angegebene Zerfallsschema ist mit den meisten für Y^{92} überhaupt vorliegenden Daten konsistent und sieht Beta-Gruppen von 3,6; 2,7; 1,3 und $< 1,3$ MeV vor, die zum Grundzustand und zu Niveaus bei 0,93; 1,42 bzw. 1,63 MeV in Zr^{92} führen. Außerdem werden Niveaus bei 0,47 und 1,83 MeV (?) angeregt. Ebenfalls eingezeichnet ist der Zerfall von Nb^{92m} und N^{92} .

Daniel.

7409 Vera Kistiakowsky Fischer. *Metastable states of Re^{180} , Ir^{191} , Au^{193} , Pb^{201} , and Pb^{203} .* Phys. Rev. (2) **99**, 764—770, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.; New York, N. Y., Columbia Univ.) Zehn Elemente mit Ordnungszahlen zwischen 60 und 82 wurden mit 31,5 MeV-Protonen aus einem Linearbeschleuniger beschossen und mit Absorber plus Proportionalzähler und mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer auf Aktivitäten mit Halbwertszeiten zwischen 0,5 und 200 sec untersucht. Mit Targets aus Sm, Ho, Lu, Tm und Ta wurden keine gesuchten Aktivitäten gefunden; die Erzeugungsquerschnitte sind wenigstens um den Faktor 10^5 kleiner als die vergleichbaren Querschnitte für die Compoundkernbildung. Die Isotopenzuordnungen der bei Targets aus W, Ir, Pt, Au und Tl gefundenen Aktivitäten wurden auf Grund der aufgenommenen Anregungsdaten getroffen. Resultate:

Tar-get	$T_{1/2}$ (sec)	Gamma-Energien (keV)	Elektronenenergien (MeV)	Zu-ordnung
W	145 ± 4	$880 \pm 40; 510 \pm 20$	$1,1 \pm 0,1$	Re^{180m}
Ir	$4,91 \pm 0,14$	$135 \pm 10; 65 \pm 10$	$< 0,3$	Ir^{191m}
	$3,88 \pm 0,25$	$255 \pm 20; 70 \pm 10$	$< 0,3$	Au^{193m}
Pt	$30,6 \pm 0,19$	$260 \pm 20; 70 \pm 10$	$< 0,3$	Au^{195m}
	$7,23 \pm 0,28$	$270 \pm 130; 70$	$< 0,3$	Au^{197m}
Au	$30,0 \pm 1,74$	$260 \pm 20; 70 \pm 10$	$< 0,3$	Au^{195m}
	$6,73 \pm 0,44$	$860 \pm 40; 75 \pm 10$	$< 1,0$	Pb^{203m}
Tl	$60,1 \pm 4,4$	$650 \pm 30; 75 \pm 10$	$< 1,0$	Pb^{201m}

Zerfallsschemata: Au^{197m} (7,4 sec): (409 keV; $h_{11/2}$) \rightarrow (279 keV; $d_{5/2}$) \rightarrow (Grundzustand; $d_{3/2}$). Au^{195m} (30,6 sec): (319 keV; $h_{11/2}$) \rightarrow (262 keV; $d_{5/2}$) \rightarrow (Grundzustand; $d_{3/2}$). Au^{193m} (3,88 sec): (291 keV; $h_{11/2}$) \rightarrow (259 keV; $d_{5/2}$) \rightarrow (Grundzustand; $d_{3/2}$), mit crossover-Strahlung. Ir^{191m} (4,91 sec): (171 keV; $h_{11/2}$) \rightarrow (129 keV; $d_{5/2}$) \rightarrow (Grundzustand; $d_{3/2}$). Pb^{203m} (6,73 sec): (0,86 MeV; $i_{13/2}$) \rightarrow (Grundzustand; $f_{5/2}$). Pb^{201m} (60,1 sec): (0,65 MeV; $i_{13/2}$) \rightarrow (Grundzustand; $f_{5/2}$). Es scheint, daß die Häufung der Isomeren vor $Z = 82$ reell und nicht durch die Beobachtungsart vorgetäuscht ist. Einige Regelmäßigkeiten werden diskutiert.

Daniel.

7410 A. W. Schardt and Joan P. Welker. *Energy levels of As^{75} .* Phys. Rev. (2) **99**, 810—824, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Die Energieniveaus des As^{75} wurden über den Zerfall von Se^{75} und Ge^{75} untersucht. Se^{75} (127 d) wurde durch Bestahlen von natürlichem metallischem Se im Pile und durch Beschuß von Ge mit 40 MeV-Alphas hergestellt, Ge^{75} (80 min) durch Bestrahlung von Germaniumdioxid im Pile. Gemessen wurden: das Konversions-elektronenspektrum des Se mit einem Linsenspektrometer; desgl. das Photoelektronenspektrum; das Konversionselektronenspektrum des Se mit einem Permanent-Spektrographen; die einfachen Gamma-Spektren bei Se und Ge mit

einem NaJ-Szintillationsspektrometer; desgl. Gamma-Gamma- und (nur bei Ge) Beta-Gamma-Koinzidenzen (Graukeilmethode); schnelle Koinzidenzen zwischen Konversionselektronen; die Richtungskorrelationen verschiedener Gamma-Kaskaden. Das angegebene Zerfallsschema für $\text{Ge}^{75\text{m}}$ - Ge^{75} und Se^{75} sieht für Ge^{75} Beta-Gruppen von 1188; 975; 919; 722 und < 722 keV vor, die zum Grundzustand des As^{75} und zu Niveaus bei 199; 265; 477 und 628 keV führen. Se^{75} zerfällt durch Elektroneneinfang zu einem 402 keV hoch liegenden As-Niveau. Außerdem werden durch Gamma-Strahlen Niveaus bei 280 und 305 keV angeregt. Beim Zerfall des S^{75} wurden die folgenden Gammas beobachtet; 25; 66 ($\text{M1} + \text{E2}$); 81; 97 (E2); 121 ($\text{M1} + \text{E2}$); 136 ($\text{M1} + \text{E2}$); 199 ($\text{M1} + \text{E2}$); 265 ($\text{M1} + \text{E2}$); 280 (E2); 305 und 402 (M1) keV; bei Ge^{75} : 66; 199; 265; 427; 477 und 628 keV. Die Intensitäten der verschiedenen Beta-Gruppen und Gamma-Linien sind angegeben. Den Niveaus konnten zum Teil eindeutig Spin- und Paritätswerte zugeordnet werden. Erstaunlich am Termschema des As^{75} ist das Auftreten von fünf angeregten Zuständen ≤ 402 keV, von denen die meisten $J = 1/2$ oder $3/2$ besitzen.

Daniel.

7411 D. J. Hughes and J. A. Harvey. *Size distribution of neutron widths*. Phys. Rev. (2) **99**, 1032—1033, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Upton, Long Isl., N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Die reduzierten Neutronenbreiten Γ_n^0 ($\Gamma_n^0 = \Gamma_n / E_o^{1/2}$) von Neutronenresonanzen können bekanntlich um mehr als den Faktor 100 verschieden sein. Trägt man die Zahl der Niveaus als Funktion von $x = \Gamma_n^0 / \bar{\Gamma}_n^0$ für möglichst viele Kerne in einem Diagramm auf, so erhält man eine mit x abfallende Kurve, die sich bei den großen Neutronenbreiten gut durch eine Exponentialfunktion $145 e^{-x}$ darstellen läßt. Bei kleineren Breiten jedoch geht die Verteilung eher mit $98 e^{-\sqrt{x}} / \sqrt{x}$ (BETHE) oder mit $65 e^{-x/2} / \sqrt{x}$ (PORTER und THOMAS). Die verwendeten experimentellen Ergebnisse stammen von den Verff. selbst. Knecht.

7412 H. de Waard. *Lifetime of the 279-kev excited state of Tl^{203}* . Phys. Rev. (2) **99**, 1045—1046, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Upsala, Swed., Univ., Inst. Phys.) Die benutzte automatisch registrierende Apparatur besaß eine schraubengangförmige Verzögerungsleitung, zwei gleiche Stilbenkristalle für Beta-Gamma-Koinzidenzmessungen, 1P21-Multiplier und Impulshöhenselektoren in beiden Kanälen. Es wurden die Zentrumsverschiebungen der Meßkurven an Hg^{203} mit denen an ThB verglichen. Man maß eine Halbwertszeit von $1,2 \pm 0,3 \cdot 10^{-10}$ sec für das 279 keV-Niveau des Tl^{203} . Das Ergebnis wird mit denen anderer verglichen und diskutiert. Die vom Verf. nach Korrektur auf Konversion aus der gemessenen Halbwertszeit ermittelte partielle Gamma-Lebensdauer von $2,2 \pm 0,6 \cdot 10^{-10}$ sec befindet sich in bemerkenswertem Widerspruch zu dem von MEZGER durch Resonanzfluoreszenz bestimmten Wert von $10 \pm 4 \cdot 10^{-10}$ sec; Versuche, diese Diskrepanz zu erklären, blieben bis jetzt erfolglos.

Daniel.

7413 E. B. Paul, H. E. Gove, A. E. Litherland and G. A. Bartholomew. *Proton capture gamma rays from the reaction $\text{P}^{31}(p, \gamma)\text{S}^{32}$ leading to the ground and first excited states of S^{32}* . Phys. Rev. (2) **99**, 1339—1344, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Ont., Can., Chalk River, Atomic Energy Canada, Chalk River Lab.) Als Protonenquelle diente ein Bandgenerator mit durch Protonenresonanz stabilisiertem magnetischem 90° -Analysator, als Gamma-Monitor und schwenkbarer Detektor je ein NaJ-Szintillationszähler. Es wurden Resonanzen in $\text{P}^{31}(p, \gamma)\text{S}^{32}$, die Übergängen zum Grundzustand oder dem ersten angeregten Zustand des S^{32} entsprechen, für Protonenenergien zwischen 0,68 und 2,35 MeV untersucht. Winkelverteilungen wurden für Resonanzen bei 0,816; 0,825; 1,117; 1,146; 1,248; 1,892; 1,985; 2,037; 2,120; 2,320 und 2,349 MeV untersucht. Diese Verteilungen zusammen mit den Resultaten von $\text{P}^{31}(p, \alpha_0)\text{Si}^{28}$ ermöglichen die folgenden

Zuordnungen: 4— für die Resonanzen bei 1,892; 2,027 und 2,120 MeV, $1 \pm$ für die bei 0,825; 1,117; 1,985; 2,320 und 2,340 MeV, $2 \pm$ für die bei 1,248 MeV. Partielle Breiten für γ_0 und γ_1 wurden auch gemessen und werden mit der Theorie verglichen. Eine Analyse der Winkelverteilungen bei einer Resonanz legt nahe, daß der Spin des ersten angeregten Zustands von S^{32} bei 2,25 MeV $2+$ beträgt. Die reduzierten Protonenbreiten für die drei Resonanzen mit $J = 1$ — zusammen betragen 60% der Einteilchenbreite. Daniel.

7414 H. W. Taylor and R. W. Pringle. *Gamma-gamma directional correlation in Pt^{192} .* Phys. Rev. (2) **99**, 1345—1346, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Winnipeg, Manitoba, Can., Univ., Phys. Dep.) Als Quelle diente ein kleiner Zylinder aus Ir-Metall, zum Gamma-Nachweis NaJ-Kristalle vor 6292-Multipliern. In jedem der beiden Zweige war ein Einkanaldiskriminator vor der Koinzidenzstufe eingeschaltet. Das zugrunde gelegte Termschema des Pt^{192} (PRINGLE et al.) ist abgebildet. Gemessen wurde die Richtungskorrelation 1. bei der 468—316 keV-Gamma-Kaskade, 2. bei der Überlagerung der folgenden Kaskaden: 468—316 keV, 308 bis 296 keV, 296—316 keV und 308—316 keV. 1: In der Darstellung der Korrelation durch $1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$ ist $A_2 = 0,0928 \pm 0,038$ und $A_4 = 0,0052 \pm 0,047$. Unter der Annahme $J = 0$ für den Grundzustand des Pt^{192} und $J = 2$ für den ersten angeregten Zustand ist, wenn man noch die Daten über die crossover-Strahlung dazunimmt, die Spinsequenz 3—2—0 am wahrscheinlichsten, aber 4—2—0 nicht auszuschließen. Die 468 keV-Strahlung ist dann eine Mischung mit 94,2% Dipol- und 5,8% Quadrupolanteil. 2: $A_2 = -0,0803 \pm 0,058$, $A_4 = 0,1040 \pm 0,065$ nach Korrektur auf die 468—316 keV-Kaskade. Die 296 keV-Strahlung hat 97,5% Quadrupol- und 2,5% Dipolanteil. Insgesamt wurden die folgenden Spinzuordnungen probeweise getroffen: Grundzustand 0; 316 keV 2; 613 keV 2; 784 keV 3 (4); 921 keV 4. Daniel.

7415 R. M. Steffen and J. N. Brazos. *Decay of the 72-sec In^{114} ground state.* Phys. Rev. (2) **99**, 1646, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Purdue Univ.) Die Aktivität wurde durch Deuteronenbeschuß von Cd- und In-Folien hergestellt und mit einem NaJ-Szintillationspektrometer untersucht. Man fand Gammas von 0,560; 0,722 und 1,30 MeV im ungefähren Intensitätsverhältnis 4:2:1 in Gleichgewicht mit In^{114} (50 d): 1:1:0,05). Es werden also Cd^{114} -Niveaus auch direkt vom 50 d-Isomer aus erreicht. Koinzidenzmessungen zeigten das Auftreten einer E2-Kaskade von 0,572, 0,722 und 0,556 MeV zwischen Zuständen mit Spins 2; 4; 2; und 0 nach Elektroneneinfang der 72 sec-Aktivität. Die Richtungskorrelation der 0,572—0,56 MeV-Kaskade ist ungefähr isotrop, konsistent mit einer 1-3-Kaskade. Daniel.

7416 J. N. Brazos and R. M. Steffen. *Dual decay of the 50-day In^{114} isomer.* Phys. Rev. (2) **99**, 1645—1646, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Purdue Univ.) Die Polarisations-Richtungskorrelation der 0,722—0,556 MeV-Gamma-Kaskade wurde gemessen. Es liegt keine (M1 + E2)-E2-Kaskade zwischen Zuständen mit Spins 2; 2 und 0 (KLEMA und MCGOWAN) vor, sondern eine E2-E2-Kaskade zwischen Zuständen mit Spins 4; 2 und 0. Die ebenfalls aufgenommene Richtungskorrelation spricht auch für die zweite Zuordnung. Diese Spinsequenz bedeutet, daß die Kaskade vornehmlich durch direkten Elektroneneinfang des 50 d-Isomers von In^{114} mit Spin 5 erreicht wird. Letzteres zerfällt auch über einen konvertierten Gamma-Übergang in den 72 sec-Grundzustand. Daniel.

7417 B. Farrelly, L. Koerts, N. Benezzer, R. van Lieshout and C. S. Wu. *Radiations from Sb^{122} .* Phys. Rev. (2) **99**, 1440—1445, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (New York, N. Y., Columbia Univ.) Die Aktivität wurde durch $Sb^{121}(n, \gamma) Sb^{122}$ aus angereichertem Sb^{121} im Pile hergestellt. Gemessen wurde mit einem magnetischen Sole-

noidspektrometer, einem Koinzidenz-Szintillationsspektrometer und einem Proportionalzähler-Spektrometer. Man fand Negatronengruppen von (1970 ± 5) keV, (1400 ± 10) keV und (740 ± 20) keV. Die härteste besitzt Alpha-Form, die beiden andern haben eine erlaubte Form. Es wurden Gamma-Linien von 566; 686; 1137 und 1260 keV gefunden (Fehler 4 bis 6 keV). Wie die Koinzidenzmessungen zeigten, sind die ersten beiden in Kaskade und ist die dritte mit K-Einfang verknüpft. Das Verhältnis $(K + I)$ -Einfang zu Negatronenemission beträgt 3,1%, das Verhältnis K-Einfang zum angeregten Zustand des Sn^{122} zu K-Einfang zum Grundzustand 1:2,1. Positronenemission wurde nicht beobachtet ($< 0,1\%$). Dem angegebenen Schema zufolge zerfällt Sb^{122} (2 —) über die drei Beta-Gruppen zum Grundzustand (0+) und zu Niveaus bei 566 keV (2+) und 1260 keV (2+) in Te^{122} sowie über Elektroneneinfang zum Grundzustand (0+) und zu einem Niveau bei 1137 keV (2+) in Sn^{122} . Daniel.

7418 **Joan M. Freeman.** *Inelastic neutron scattering in F^{19} .* Phys. Rev. (2) **99**, 1446—1447, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Harwell, Berksh., Engl., Atomic Energy Res. Est.) Neutronen der Energiestreuung 30 bis 40 keV aus $T(p, n)$ wurden in einem Ring aus Calciumfluorid oder Teflon unelastisch gestreut. Die dabei entstehende Gamma-Strahlung wurde mit einem NaJ-Kristall im Mittelpunkt des Ringes beobachtet. Im bearbeiteten Energiebereich (bis 2,2 MeV Neutronenenergie hinauf) wurden nur vier Gamma-Linien von $111 \pm 1,5$; 196 ± 2 ; 1240 ± 15 und 1371 ± 16 MeV gefunden. Die ersten beiden entsprechen Gamma-Übergängen von den ersten beiden angeregten F^{19} -Zuständen in den Grundzustand, die letzten beiden scheinen Übergängen von F^{19} -Niveaus bei $1,43 \pm 0,03$ und $1,55 \pm 0,03$ MeV zum 196 keV-Niveau zu entsprechen; diese Deutung beruht auf den Schwellenkurven. Für die 1,24 MeV-Strahlung kann ein Niveau bei 1,35 MeV als Ursprung mit Übergang zum 111 keV-Niveau nicht definitiv ausgeschlossen werden. Daniel.

7419 **Ong Ping Hok.** *Rotational levels in the beta decay of protactinium isotopes.* Phys. Rev. (2) **99**, 1613—1614, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Amsterdam, Nederl., Univ., Naturk. Lab.) In einer Tabelle sind einige Resultate von Konversionslinienmessungen an Protactiniumisotopen zusammengestellt, die mit einem doppeltfokussierenden Beta-Spektrometer ausgeführt wurden. Aufgeführt sind Tochterkern, Gamma-Energien, L_{II} - und L_{III} -Intensitäten, Energieverhältnis $E(2+):E(4+):E(6+)$ und das jeweilige $h^2/2J$ nach dem BOHR-MOTTELSONschen Modell. L_{II}/L_{III} als Funktion der Gamma-Energie für eine Reihe von Übergängen ist zusammen mit den theoretischen Kurven für $Z = 85$ und 55 in einem Diagramm dargestellt. Einzelne Fälle werden diskutiert. Die Daten in der Tabelle mit den Messungen des Verl., Tochterkerne Th^{228} , Th^{230} , U^{232} und U^{234} , zeigen bei den Energieverhältnissen Übereinstimmung mit dem BOHR-MOTTELSONschen Modell; $h^2/2J$ fällt mit wachsendem Atomgewicht, entsprechend einer Zunahme der Kerndeformation. Die hier gemessenen L_{II}/L_{III} -Verhältnisse stimmen im allgemeinen gut mit den für E2-Übergänge zu erwartenden überein, so daß auch deshalb die Interpretation der Niveaus als Rotationsniveaus gerechtfertigt erscheint. Daniel.

7420 **J. R. Patterson, H. W. Newson and E. Merzbacher.** *Neutron resonances in the kilovolt region: F^{19} and P^{31} .* Phys. Rev. (2) **99**, 1625, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.; Univ. North Carolina.) Die nach der Transmissionsmethode gefundene Wirkungsquerschnittskurve des F^{19} zeigt Resonanzen bei 99, 50 und 28 keV. Die Spitzenquerschnitte sind zu hoch, um $J = 0$ annehmen zu können. Wenn es S-Resonanzen wären, müßten scharfe Minima bei 83, 47 und 27 keV auftreten. Diese Minima wurden nicht gefunden, obwohl die Auflösung von der Größenordnung des Abstandes zwischen Minima und

Maxima war. Es handelt sich anscheinend um P-Resonanzen mit $J = 1$. Die Breiten betragen unter dieser Annahme ($J = 1, 1 = 1$) 0,09, 0,13 und 0,34 keV. Da nur drei Resonanzen unterhalb 220 keV auftreten, wird die Stärkekfunktion auf etwa $25 \cdot 10^{-4}$ geschätzt. P^{31} hat unterhalb 140 keV keine starken Resonanzen. Die Resonanzbreite der 147 keV-Resonanz ist 1 keV mit $J = 1$. Knecht.

7421 A. L. Toller, H. W. Newson and E. Merzbacher. *Neutron resonances in the kilovolt region; Na²³ and Al²⁷*. Phys. Rev. (2) **99**, 1625, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.; Univ. North Carolina.) Na^{23} hat eine Resonanz bei 50 keV, die breit genug ist (≈ 1 keV) um bei Anregung mit S-Wellen-neutronen einen Interferenzdip zu zeigen. Sie ist ein P-Wellen-Resonanz, ihre reduzierte Breite etwa 0,1 keV und ihre Stärkekfunktion etwa $10 \cdot 10^{-4}$. Die Resonanz bei 3 keV ist unsymmetrisch und hat einen langen energiereichen Schwanz (P-Wellenresonanz). Die Aluminiumresonanzen bei 35 und 90 keV sind S-Resonanzen ($J = 3$) mit Breiten von 1,2 bzw. 7 keV. Die Größe der Stärkekfunktion ist etwa $0,1 \cdot 10^{-4}$. Knecht.

7422 J. G. Carver and T. F. Godlove. *Slow-neutron capture resonances in Te, W and In*. Phys. Rev. (2) **99**, 1634, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) Berichtigung ebenda S. 1633. (Yale Univ.) Mit dem Yale-Geschwindigkeitsselektor wurden Einfangresonanzen untersucht. Für jedes Element wurden zwei verschiedene Probendicken verwendet und aus der Flächenanalyse die Parameter der Resonanzen des Te und W zwischen 0,6 und 20 eV und In zwischen 0,6 und 10 eV bestimmt. Die Ergebnisse zeigen, daß für die Potentialstreuung im allgemeinen korrigiert werden muß, während die Multiplizität der Einfang- γ -Strahlung und die absolute Detektoransprechwahrscheinlichkeit nicht bekannt zu sein brauchen. Knecht.

7423 M. W. Johns, B. C. Chidley and I. R. Williams. *Radioactive decay of Ga⁷²*. Phys. Rev. (2) **99**, 1645, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Mc Master Univ.) Die Beta- und Gamma-Strahlung von Ga^{72} (14 h) wurde mit einem Beta-Spektrometer hoher Auflösung und zwei Szintillationsspektrometern in Koinzidenz aufgenommen. Gamma-Energien in keV (in Klammern die relativen Intensitäten): 601 (7); 630 (21); 690 (nur innere Umwandlung); 768 (3); 810 (3); 834 (93); 894 (10); 1050 (7); 1317 (2); 1463 (4); 1595 (6); 1859 (6); 2203 (30); 2491 (10); 2508 (17); 2827 (0,4); 3086 (0,04) und 3350 (0,02). Beta-Gruppen: 637 keV (42%); 959 keV (31%); 1508 keV (10%); 2529 keV (9%) und 3166 keV (8%). Es wurde ein Zerfallsschema vorgeschlagen. Daniel.

7424 M. T. Thieme and E. Bleuler. *Decay of Au¹⁹⁴ and Au¹⁹⁶*. Phys. Rev. (2) **99**, 1646, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) Berichtigung ebenda S. 1633. (Purdue Univ.) Gemessen wurden Koinzidenzen in einem Doppellinsenspektrometer. Au^{196} : Intensitätsverhältnis der Einfangzweige zu Pt-Niveaus bei 685 und 354 keV und zum Grundzustand 24,4:70,6; etwa 0; 354 keV-Strahlung E2, 331 keV-Strahlung E2 + 3% M1, in Übereinstimmung mit Daten aus Winkelkorrelationen. Au^{194} : Das vom Zerfall des Ir^{194} her bekannte Termschema des Pt^{194} wurde bestätigt; zusätzlich wurden Niveaus bei 2,15; 2,22 und 2,3 MeV gefunden, die durch erlaubte Einfangprozesse erreicht werden; Übergänge zum Grundzustand und zum ersten angeregten Zustand einfach verboten mit maximalen Positronenenergien von 1,55 bzw. 1,21 MeV; Grundzustand Au^{194} wohl 2-; 291 und 327 keV-Gammas E2. Spin- und Multipolzuordnungen wurden vorgeschlagen. Daniel.

7425 J. W. Butler and H. D. Holmgren. *Energy levels in F¹⁹*. Phys. Rev. (2) **99**, 1649, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Naval Res. Lab.) F^{19} -Niveaus mit Gamma-Emission zwischen 8,3 und 9,8 MeV Anregungsenergie wurden beim Beschuß von 0,005 mil NiO (39% O^{18}) mit Protonen von 0,3 bis

2,0 MeV durch Beobachten der Resonanzen mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer gesucht. Man fand Resonanzen bei 630 ± 2 ; 849 ± 3 ; 1169 ± 2 ; 1399 ± 5 ; 1685 ± 5 ; 1769 ± 2 ; und 1931 ± 2 keV, Protonenenergie mit Breiten von 2,6; 40; $< 0,9$; < 15 ; < 15 ; 4,0 und 1,5 keV. Die Kaskadenschemata sind kompliziert und führen zu einem ziemlich flachen Spektrum mit einem Energiecutoff etwa bei der Anregungsenergie; jedoch bevorzugt das 9,062 MeV-Niveau (1169 keV-Resonanz) den Zerfall über das 2,8 MeV-Niveau. Das 9,062 MeV-Niveau gehört vielleicht zum gleichen Quartett des isotopischen Spins wie das 1,47 MeV-Niveau in O^{19} . Damit ist die geringe Niveaubreite konsistent. Daniel.

7426 R. W. Krone, N. P. Baumann and F. W. Prosser jr. *Properties of some excited states in Mg^{24}* . Phys. Rev. (2) **99**, 1649, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Kansas.) Beim Beschuß von Na^{23} mit Protonen im Bereich $E_p = 0,98$ bis 1,50 MeV wurden, über STELSON und PRESTON hinausgehend, starke Einfangresonanzen bei 0,989; 1,022; 1,176; 1,287; 1,321 und 1,400 MeV gefunden. Bei den Einfangresonanzen, wo die Gamma-Übergänge vornehmlich über nur eine Kaskade verliefen, bei der die erste Strahlung die härteste war, wurde die Winkelverteilung dieser Strahlung gemessen. Spin- und Paritätszuordnungen für die Mg^{24} -Niveaus wurden diskutiert. Daniel.

7427 J. K. Bair, J. D. Kingston and H. B. Willard. *Gamma-ray and neutron yields from the proton bombardment of boron*. Phys. Rev. (2) **100**, 21—24, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die Ausbeuten der Reaktion $B^{11}(p, \gamma)C^{12}$ wurden bei 0° und 90° für den Übergang zum Grundzustand und für den Übergang zum 4,43 MeV-Zustand von C^{12} bei verschiedenen Protonenenergien zwischen 2 und 5 MeV gemessen. Außerdem wurde die Neutronenausbeute der Reaktion $B^{11}(p, n)C^{11}$ bei 0° und für einen Raumwinkel von fast 2π in Vorwärtsrichtung bestimmt. Es zeigten sich neue Niveaus des Zwischenkerns C^{12} bei 18,3; 18,39; 18,84; 19,2; 19,41; 19,66; 19,87; 20,25; 20,46 und 20,64 MeV. Vorläufige Ergebnisse der Reaktion $B^{10}(p, n)C^{10}$ und $B^{10}(p, \gamma)C^{11}$ folgen. Knecht.

7428 Ernest D. Klema. *Gamma-gamma angular correlation in Ba^{134}* . Phys. Rev. **100**, 66—68, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die Richtungskorrelation der 1367—605 keV-Gamma-Kaskade in Ba^{134} wurde mit einem NaJ-Szintillations-Koinzidenzspektrometer bei 19 verschiedenen Winkelstellungen aufgenommen. In beiden Kanälen wurde der Photopeak mit Einkanaldiskriminatoren ausgeblendet. Als Quelle diente eine verdünnte wäßrige Lösung von CsCl. Nach Korrektur auf den Winkelbereich der Detektoren ergab sich eine Korrelation der Form $W(\theta) = 1 + (0,090 \pm 0,0086) P_2(\cos \theta) - (0,004 \pm 0,013) P_4(\cos \theta)$. Hieraus allein kann man den Spin des Ausgangsniveaus bei 1972 keV nicht erschließen. Das Resultat der Korrelationsmessung wird zusammen mit den Daten über die innere Umwandlung diskutiert. Dabei werden Spins von 2; 3; 4 und 5 für das 1972 keV-Niveau betrachtet. Es gibt keine mit allem experimentellen Material verträgliche Spin- und Paritätszuordnung. Am wahrscheinlichsten ist jedoch Spin 3 und ungerade Parität für das 1972 keV-Niveau. Die Sequenz ist dann $3 - (E1 + M2) 2 + (E2) 0$ mit $\delta = -0,22^\circ$; $\delta^2 =$ Intensitätsverhältnis Quadrupol- zu Dipolstrahlung. Daniel.

7429 Joan P. Welker and M. L. Perlman. *K-capture-positron ratios for the first-forbidden transitions of Rb^{84} and the relative probabilities of L- and K-electron capture*. Phys. Rev. (2) **100**, 74—80, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab., Chem. Dep.) Das Rb wurde durch Bestrahlung von Ammoniumbromid mit 14,5 MeV-He-Ionen hergestellt und chemisch abgetrennt (beschrieben). Die Beta-Halbwertszeit wurde zu $33,0 \pm 0,2$ d gemessen (Rb^{84}), während der Abfall der Röntgenstrahlung etwas Rb^{83} (83 d) anzeigte. Gemessen wurden mit Szintillationsspektrometern das Gamma Spektrum, das Beta-Spektrum und

Röntgen-Gamma-, Gamma-Gamma- und Gamma-Positronen-Koinzidenzen. Die Hauptresultate sind im folgenden Zerfallsschema zusammengefaßt: Rb^{84} (2 —) zerfällt zu 2,5% über Negatronenstrahlung von 0,91 MeV in den Grundzustand von Sr^{84} (0+) und über Positronenstrahlung und Elektroneneinfang in Kr^{84} . Im einzelnen treten dabei die folgenden Komponenten auf: Positronen von 1,70 MeV (9%) und Einfang (21%) zum Grundzustand von Kr^{84} (0+); Positronen von 0,81 MeV (10%) und Einfang (56%) zu einem 0,89 MeV hoch liegenden Niveau (2+), das direkt in den Grundzustand übergeht; und Einfang (0,9%) zu einem 1,91 MeV hoch liegenden Niveau (1+, 2+), das ebenfalls direkt in den Grundzustand zerfällt. Beim Zerfall zum 0,89 MeV-Niveau wurde mit 0,65 als Fluoreszenzausbeute des Kr ein Verhältnis L- zu K-Einfang von $0,12 + 0,05$ ermittelt. Die Beta-Übergänge und Einfangsprozesse und die Niveaus werden diskutiert.

Daniel.

7430 M. L. Perlman and Joan P. Welker. *Disintegration scheme of Rb^{83} .* Phys. Rev. (2) **100**, 81—82, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab., Chem. Dep.) Mit Proportionalzählern und geeigneten Absorbern wurde festgestellt, daß Rb^{83} unter Emission von K-Röntgen- und Gamma-Strahlung, aber nicht von Partikelstrahlung zerfällt. Ein Photopeak von (525 ± 7) keV koinzidiert mit K-Röntgen-, aber nicht mit Vernichtungsstrahlung. Die Intensität wurde zu $0,99 \pm 0,10$ pro Einfangsprozeß ermittelt. Dem vorgeschlagenen Schema zufolge zerfällt Rb^{83} (83 d; $f_{5/2}$) durch Elektroneneinfang in 566 keV hoch liegendes Kr^{83} ($p_{3/2}$), das seinerseits in Kr^{83m} (114 min; $p_{1/2}$) übergeht. Dieses zerfällt über eine 32,9-keV-Gamma-Kaskade in Kr^{83} .

Daniel.

7431 L. M. Bollinger, D. A. Dahlberg, R. R. Palmer and G. E. Thomas. *Slow neutron resonances of manganese, bismuth, and selenium.* Phys. Rev. (2) **100**, 126—143, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Es wird eine Apparatur beschrieben, die zusammen mit dem Argonne-„chopper“ zu Transmissionsmessungen benutzt wurde. Eine Besonderheit ist dabei der flüssige Bor-Szintillationszähler, der eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für langsame Neutronen besitzt. Die Resonanzbreiten der beiden ersten Niveaus in Bi wurden ermittelt. Für die Niveaus in Se geben die Messungen nur σ_0/Γ^2 . Ein vollständiger Satz von Parametern wurde dagegen für die drei ersten Manganresonanzen erhalten. Das abnorm große Verhältnis von Niveaubreite zu Niveaubstand verursacht eine ungewöhnliche Form der Querschnittskurve in der Nähe der zweiten Resonanz, was mit Interferenz zwischen der zweiten und dritten Resonanz erklärt wird. Danach ist $J = 2$ für $E_0 = 337$ eV, $J = 3$ für $E_0 = 1080$ eV und $J = 3$ für 2360 eV.

Knecht.

7432 Frank Asaro, Frank S. Stephens jr., B. G. Harvey and I. Perlman. *Complex alpha and gamma spectra of $\text{Cf}^{250, 252}$.* Phys. Rev. (2) **100**, 137—142, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab., Dep. Chem.) Die Quellen wurden, ursprünglich ausgehend von Pu^{239} , durch intensive Neutronenbestrahlung aufgebaut; die im magnetischen Spektrograph verwendete wurde aus dem gereinigten Endprodukt der Bestrahlung, Alpha-Aktivität 85% Cf^{252} und 15% Cf^{250} , auf 0,0005" Pt elektrolytisch niedergeschlagen. Gemessen wurden: das Alpha-Spektrum mit einem hochauflösenden magnetischen Spektrograph, wobei die Spuren auf den Photoplaten ausgezählt wurden; L-Röntgen-Alpha-Koinzidenzen; Gamma-Alpha-Koinzidenzen, Alpha-Szintillator 1/32" KJ (Tl), Einkanal-Diskriminator im Alpha- und 50-Kanal-Diskriminator im Gamma-Zweig. Die Ergebnisse lassen sich in den folgenden Zerfallsschemata zusammenfassen. Cf^{252} zerfällt über Alpha-Gruppen von 6,112 MeV (84,5%) und 6,069 MeV (15,5%) zum Grundzustand (0+) bzw. zum ersten angeregten Zustand (44 keV; 2+) des Cm^{248} ; außerdem findet ein (hier nicht beobachteter) Übergang zu einem Niveau bei

144 keV statt, das in das 44 keV-Niveau übergeht (Gamma-Intensität $1,3 \cdot 10^{-4}$). Das 44 keV-Niveau geht über eine hochgradig konvertierte Gamma-Strahlung (Gamma-Intensität $1,4 \cdot 10^{-4}$) in den Grundzustand über. Cf^{250} zerfällt über Alphas von 6,024 MeV (83 %) in den Grundzustand und von 5,980 MeV (17 %) in ein ebenfalls 44 keV hoch liegendes Niveau des Cm^{246} . Beide Schemata sind typisch für schwere g-g-Alpha-Strahler.

Daniel.

7433 N. P. Heydenburg and G. M. Temmer. *Coulomb excitation of rare-earth nuclei with alpha particles.* Phys. Rev. (2) **100**, 150—166, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Washington, D. C., Carnegie Inst., Dep. Terr. Magn.) An Kernen mit Ordnungszahlen zwischen 60 und 73 wurden die unteren angeregten Rotationszustände durch COULOMB-Anregung mit He^{++} -Ionen von 6 MeV untersucht. Als Targets wurden zum Teil angereicherte Isotope verwendet. Im großen ganzen konnten die Voraussagen der „Strong-Coupling-Approximation“ des BOHR-MOTTELSON-Modells bestätigt werden. Bei allen untersuchten gg-Kernen konnten die untersten angeregten 2^+ -Zustände, die alle unterhalb ~ 600 keV liegen und teilweise noch nicht bekannt waren, gefunden werden. Bei Kernen mit ungerader Massenzahl werden in der Regel zwei Energieniveaus angeregt mit den Spins $I_0 + 1$ und $0 + 2$ und gleichen Paritäten (I_0 Spin des Grundzustands). Die γ -Quanten, die bei den drei möglichen Übergängen dieser zwei Niveaus auftreten können, wurden bei Eu^{153} und Ta^{181} alle, bei den übrigen Kernen teilweise beobachtet. Die Lage der beiden untersten Rotationsniveaus stimmt mit den Voraussagen der einfachen Intervallregel in allen Fällen befriedigend überein. Die Mehrzahl dieser Niveaus wurde bei β -Zerfällen nicht beobachtet. Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten für E2-Übergänge wurden aus Messungen der Wirkungsquerschnitte bestimmt. Sie sind etwa 50- bis 100mal größer als die aus dem Independent-Particle-Modell für Einteilchen-Übergänge gefolgerten und stimmen mit den Übergangswahrscheinlichkeiten, die aus direkten Messungen der Lebensdauer bestimmt wurden, gut überein. Für gg-Kerne zeigt sich bei Annäherung an die abgeschlossene Neutronenschale bei $N = 82$ eine systematische Abnahme der Übergangswahrscheinlichkeiten und eine Zunahme der Energie des 2^+ -Niveaus als Folge der abnehmenden Kerndeformation. Die Aufspaltungskonstanten $\hbar/2 J$ sind für gg-Kerne, ug-Kerne und gu-Kerne möglicherweise verschieden, und zwar sind sie für die ersteren am größten. Bei den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten, die wie die Aufspaltungskonstanten mit der Kerndeformation in Zusammenhang stehen, konnte ein solcher Effekt nicht festgestellt werden.

R. Bock.

7434 A. R. Brosi and B. H. Ketelle. *Radioactivity of the cerium-137 isomers.* Phys. Rev. (2) **100**, 169—170, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab., Chem. Div.) Durch Beschuß von BaF_2 mit 48 MeV-Alphas wurde ein Gemisch von Ce^{137} , Ce^{139} und Ce^{141} hergestellt, das durch Kationenaustausch abgetrennt und im Linsenspektrometer untersucht wurde. Durch Vergleich mit Ce^{139} fand man für die 255 keV-Gamma-Strahlung des Ce^{137} einen K-Konversionskoeffizienten von $5,5 \pm 1,5$ und ein K/L-Verhältnis von $2,3 \pm 0,2$, beides entsprechend M4-Strahlung. Wie Koinzidenzmessungen zwischen Röntgen- und Gamma-Strahlung zeigten, koinzidiert die 255 keV-Strahlung nicht mit Röntgenstrahlen. Die mit der 34,5 h-Periode verknüpften Röntgenstrahlen sind Ce- und nicht La-Röntgenstrahlen (kritische Absorption). Aus Messungen an im Pile bestrahlten, in Ce^{136} angereicherten Proben wurde die Massenzuordnung der 34,5 h-Aktivität bestätigt. Ähnlich wurde eine Einfang-Aktivität von 8,7 h Halbwertszeit gefunden und Ce^{137} zugeordnet. Diese Aktivität sendet außer La-Röntgenstrahlen eine Gamma-Strahlung von 445 keV in 3 % aller Zerfälle aus, deren Konversionskoeffizient von 0,02 eine M1- oder E2-Strahlung anzeigt. Es wird das folgende Zerfallsschema für Ce^{137} angegeben: Ce^{137} (34,5 h; $h_{11/2}$)

macht einen isomeren Übergang von 255 keV zu Ce^{137} ($8,7\text{ h}$; $d_{3/2}$), welches durch Elektroneneinfang zu 97 % in den Grundzustand des La^{137} ($>10^6\text{ a}$; $d_{5/2}$) und zu 3 % in ein Niveau bei 445 keV ($s_{1/2}$, $d_{3/2}$) zerfällt. Daniel.

7435 V. K. Rasmussen, D. W. Miller and M. B. Sampson. *Scattering of 22-Mev α particles by C^{12} .* Phys. Rev. (2) **100**, 181—187, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Bloomington, Ind., Univ., Dep. Phys.) Verff. beobachteten mit Hilfe eines magnetischen 180° -Spektrometers ($r = 20\text{ inch}$) die elastische und unelastische Streuung von 22 MeV- α -Teilchen an C^{12} bei verschiedenen Winkeln. Gruppen entsprechend den bekannten Anregungszuständen bei 4,4; 7,7 und 9,6 MeV wurden registriert. Höhere Anregungszustände, wie sie von anderen Autoren berichtet werden, konnten mit Ausnahme eines möglichen Zustandes bei etwa 12,7 MeV nicht erkannt werden. Die α -Gruppen sind stark winkelabhängig und nicht symmetrisch um 90° . Die Anregungsfunktion im Intervall $E = 20,4$ bis 22,6 zeigt bei $21,85 \pm 0,1\text{ MeV}$ eine Resonanz. Der Q-Wert des zweiten Anregungszustandes beträgt nach genauerer Messung ($-7,64 \pm 0,07$) MeV. Aus der Beobachtung von C^{12} -Rückstoßkernen ergab sich, daß dieser letztere Zustand mit mehr als 80 % Wahrscheinlichkeit über $\text{Be}^8 + \alpha$ zerfällt. Knecht.

7436 J. M. Cork, M. K. Brice, L. C. Schmid and R. G. Helmer. *Radioactive decay of ruthenium-97.* Phys. Rev. (2) **100**, 188—190, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Dep. Phys.) Auf 95,5 % angereichertes Ru^{96} wurde kurz (3 d) oder lange (30 d) im Pile bestrahlt. Gemessen wurden bei Ru^{97} : das einfache Gamma-Spektrum mit einem Szintillationsspektrometer, Gamma-Gamma- und Röntgen-Gamma-Koinzidenzen ebenfalls mit einem Szintillationsspektrometer und das Konversionselektronenspektrum mit einem Spektrographen. Die Halbwertszeit wurde zu $2,44\text{ d}$ bestimmt. Mit der $2,44\text{ d}$ -Aktivität sind Gammas von 109,1; 216,1; 325,1 und 570 keV verknüpft; $K/L = 3,0 \pm 0,6$; $7,3 \pm 0,3$ bzw. $6,7 \pm 0,6$ für die ersten drei. Mit einem langlebigen Isomer des Tc^{97} sind Gammas von 90,2 und 99,2 keV, beide mit $K/L \approx 1$, verknüpft. Ru^{97} ($d_{5/2}$) zerfällt durch K-Einfang zu Tc^{97} -Niveaus von 424,3 keV ($i_{5/2}$), 315,3 keV ($p_{3/2}$) und (schwach) 669 keV. Die drei Niveaus gehen direkt und das $f_{5/2}$ -Niveau außerdem über das $p_{3/2}$ -Niveau in Tc^{97m} (90 d; $p_{1/2}$) über, das seinerseits direkt und über eine 9—90 keV (oder 90—9 keV)-Kaskade in den Grundzustand (etwa 10^4 a ; $g_{9/2}$) zerfällt. Daniel.

7437 R. van Lieshout, D. H. Greenberg, L. A. Ch. Koerts and C. S. Wu. *Decay of Cr^{48} .* Phys. Rev. (2) **100**, 223—226, 1955, Nr. 1. (1. Okt. (New York, N. Y., Columbia Univ., Dep. Phys.) Cr^{48} wurde durch Beschuß von Ni-Metall mit 380 MeV-Protonen hergestellt und chemisch angetrennt (beschrieben). Das Gamma-Spektrum wurde in einem Szintillationsspektrometer zu verschiedenen Zeiten nach der Bestrahlung und bei verschiedenen Abständen Quelle—Kristall aufgenommen. Man fand eine Halbwertszeit von $23 \pm 1\text{ h}$ und Gamma-Linien von 116 ± 2 und $305 \pm 10\text{ keV}$ für Cr^{48} , dagegen keine Vernichtungsstrahlung ($< 1\%$). Beide Gammas haben gleiche Intensität. Später wurde das inzwischen gebildete V^{48} im Gamma-Spektrum beobachtet. Durch Koinzidenzmessungen wurde festgestellt, daß die beiden Cr^{48} -Gammas in Kaskade sind. Das Konversionselektronenspektrum des Cr^{48} wurde mit einem Solenoidspektrometer aufgenommen. Für die 116 keV-Strahlung wurde der Konversionskoeffizient durch Vergleich mit Bi^{207} zu 0,02, für die 305 keV-Strahlung zu 0,006 bestimmt, entsprechend M1 für die erste und E2 für die zweite Strahlung. Es werden zwei Alternativschemata vorgeschlagen. Bei beiden zerfällt Cr^{48} über Elektroneneinfang zu einem Niveau bei 421 keV ($1+$). Bei Schema I folgt dem Einfangsprozeß die M1-Strahlung (305 keV-Niveau mit $J = 2+$) und darauf die E2-Strahlung, bei Schema II ist die Reihenfolge umgekehrt (116 keV-Niveau mit

$J = 3+$). V^{48} (16 d) im Grundzustand: $J = 4+$. Gesamtzerfallsenergie des Cr^{48} $1,45 \pm 0,02$ MeV. Daniel.

7438 John P. Lazarus and S. Sack. *Agreement of classical and quantum Coulomb excitation integrals.* Phys. Rev. (2) **100**, 370—371, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (New Haven, Conn., Yale Univ.) Es wird ein Vergleich angestellt zwischen klassischen und quantenmechanischen Integralen der COULOMB-Anregung. Dabei wird eine von BREIT und DAITCH gefundene Relation über die Gleichheit von klassischen und quantenmechanischen Dichteintegralen benutzt. Wie sich zeigt, stimmen die unbestimmten Integrale der COULOMB-Anregung bei nahezu den gleichen Abständen überein wie die entsprechenden Dichteintegrale; das quantenmechanische Integral oszilliert um das klassische. Es wird deshalb vermutet, daß die Übereinstimmung der Integrale der COULOMB-Anregung für geringe Anregungen zum mindesten teilweise durch die Übereinstimmung der Dichteintegrale verursacht wird. Daniel.

7439 L. C. Biedenharn, J. L. McHale and R. M. Thaler. *Quantum calculation of Coulomb excitation. I.* Phys. Rev. (2) **100**, 376—393, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Houston, Tex., Rice Inst.; Los Alamos, New Mex., Univ., Scient. Lab.) Obgleich die Bedingungen für eine klassische Behandlung der COULOMB-Anregung nicht hinreichend erfüllt waren, zeigten klassische Theorie einerseits und quantenmechanische Theorie oder Experiment andererseits gute Übereinstimmung hinsichtlich des totalen Querschnitts; bei den Winkelverteilungen war die Übereinstimmung jedoch schlechter. Verff. geben eine vollständige quantenmechanische Darstellung der COULOMB-Anregung. Das Problem wird in Kugelkoordinaten gerechnet. Die Behandlung der Winkelverteilung wird durch die formale Analogie zur Winkelkorrelation bei innerer Umwandlung erleichtert. Zur genauen Auswertung der radialen COULOMB-Integrale werden die Beiträge von etwa hundert L-Werten benötigt. Die Reduktion der Integrale auf eine zur Auswertung geeignete Form wird eingehend diskutiert. Der Übergang zur klassischen Bahnrechnung wird außer von den quantenmechanischen Resultaten her auch direkter ohne Reihenbenutzung von einem Zwischenresultat her vollzogen. Das quantenmechanische Ergebnis kann als Summe von klassischem Ergebnis und quantenmechanischem Korrekturterm dargestellt werden. Mathematische Einzelheiten werden in vier Anhängen gebracht. Die radialen COULOMB-Matrixelemente dürften auch für andere Probleme als die COULOMB-Anregung von Wert sein. Daniel.

7440 L. Cranberg and J. S. Levin. *Inelastic scattering of neutrons from iron by time-of-flight.* Phys. Rev. (2) **100**, 434—435, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Los Alamos, New Mex., Univ., Scient. Lab.) Mittels eines Ablenkplattenpaares, an das eine sinusförmige Wechselspannung der Frequenz 3,7 MHz gelegt wurde, erreichten die Verff. einen gepulsten Targetstrom, dessen Pulsdauer etwa 2 μsec und dessen Amplitude etwa 30 μA betrug. Als Target diente Tritium. Die gepulste Neutronenstrahlung (2,45 MeV) aus der Reaktion $\text{T}(p, n)\text{He}^3$ wurde nach Streuung unter einem Winkel von 90° mit einem wasserstoffhaltigen Szintillator in 1,2 m Entfernung nachgewiesen. Das Spektrum der Ankunftszeiten der gestreuten Neutronen wurde nach Konversion in ein Impulshöhenpektrum mit einem 100-Kanalanalysator nach HUTCHINSON und SCARROTT registriert. Durch Vergleich mit dem bekannten differentiellen (n, p)-Streuquerschnitt (Polyäthylenstreuer) bei 37° , wo die an Wasserstoff elastisch gestreuten Neutronen die gleiche Energie haben wie die von dem 850 keV-Niveau von Fe^{56} unelastisch gestreuten Neutronen, wurde ein Querschnitt von $0,085 \pm 0,003$ barn/sterad für die Anregung des 850 keV-Niveaus bei einem Neutronenstreuwinkel von 90° ermittelt. Knecht.

7441 M. Goldstein, J. L. McHale, R. M. Thaler and L. C. Biedenharn. *Coulomb excitation directional correlation.* Phys. Rev. (2) **100**, 436—437, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Los Alamos, New. Mex., Univ., Scient. Lab.; Houston, Tex., Rice Inst.) Zwischen der berechneten Richtungskorrelation (ALDER und WINTHER, Phys. Rev. **91**, 1578, 1953 und diese Ber. **34**, 2163, 1955) und den experimentellen Befunden bestehen deutliche Diskrepanzen. Quantenmechanische Rechnungen unter der Annahme, daß kein Energieverlust stattfindet, weisen darauf hin, daß die Diskrepanz möglicherweise verschwindet, wenn die Rechnungen allgemein durchgeführt werden. Es wird gezeigt, daß dies in der Tat der Fall ist.

Kněcht.

7442 M. C. Day jr., G. W. Eakins and A. F. Voigt. *Disintegration schemes of the Te^{127} and Te^{129} ground states.* Phys. Rev. (2) **100**, 796—798, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Ames, Iowa, State Coll., Dep. Chem. Phys., Inst. Atom. Res.) Der Zerfall von Te^{127} (9,3 h) und Te^{129} (72 h) wurde mit einem Koinzidenz-Szintillations-Spektrometer untersucht. Die beiden Isotope wurden durch die (γ , n)-Reaktion aus Tellur in Form von $H_2TeO_4 \cdot 2H_2O$ erzeugt. Diese Reaktion ist mit einer Wertigkeitsänderung des Tellurs verbunden, und zwar geht infolge des erhaltenen Rückstoßes das 6wertige in 4wertiges Tellur über, so daß sich das aktive vom inaktiven Tellur wegen der anderen Wertigkeit chemisch abtrennen läßt. Hierdurch ließen sich Proben hoher spezifischer Aktivität herstellen. Te^{127} besitzt ein einfaches β -Spektrum mit einer Maximalenergie von $(0,683 \pm 0,010)$ MeV. Gammastrahlung wurde nicht beobachtet. Das β -Spektrum von Te^{129} besteht aus zwei Gruppen mit den Maximalenergien $E_{\beta_1} = (1,46 \pm 0,01)$ MeV und $E_{\beta_2} = (1,01 \pm 0,01)$ MeV und den relativen Intensitäten 80 % und 20 %. Der log ft-Wert beträgt für beide Übergänge 5,8. Die beiden beobachteten γ -Übergänge mit $E_{\gamma_1} = (0,450 \pm 0,005)$ MeV und $E_{\gamma_2} = 0,035$ MeV sind in Koinzidenz. $\beta\gamma$ -Koinzidenzen wurden zwischen β_1 und γ_1 und zwischen β_2 und γ_2 beobachtet. Hieraus läßt sich das Zerfallsschema festlegen. Auf Grund der bekannten Spins des Ausgangs- und Endzustandes lassen sich dem ersten und zweiten angeregten Niveau von Te^{129} die Spins 3/2 oder 5/2 bzw. 1/2 zuordnen. Paritätswechsel tritt nicht auf. Diese Ergebnisse stehen mit dem Schalenmodell in Einklang.

R. Bock.

7443 C. P. Swann and F. R. Metzger. *Production of Y^{89m} , Ba^{137m} and Hg^{199m} by inelastic neutron scattering.* Phys. Rev. (2) **100**, 1329—1333, 1955, Nr. 5. (1. Dez.) (Swarthmore, Penn., Franklin Inst., Bartol Res. Found.) Die isomeren Zustände von Y^{89} (913 keV), Ba^{137} (661 keV) und Hg^{199} (527 keV) wurden durch unelastische Streuung von monoenergetischen Li(p, n)-Neutronen angeregt und die Zerfallsquanten nach der Neutronenbestrahlung mit einem geeichten NaJ-Szintillationszähler gezählt. Die Form der Anregungskurve stimmt mit der theoretischen nach HAUSER und FESHBACH (starke Wechselwirkung) ziemlich gut überein, doch sind die Absolutwerte der theoretischen Querschnitte beträchtlich größer als die experimentellen Werte.

Knecht.

7444 G. Igo. *Slow neutron resonances in rhenium.* Phys. Rev. (2) **100**, 1338 bis 1339, 1955, Nr. 5. (1. Dez.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Mit dem BNL-Kristallspektrometer wurde der totale Wirkungsquerschnitt von Re für Neutronen von 1 bis 13 eV untersucht und Resonanzen bei 2,156; 4,416; 5,90; 7,2; 11,1; 11,9 und 12,8 eV gefunden. Für zwei Resonanzen wurden die BREIT-WIGNER-Parameter ermittelt. Die ermittelten Strahlungsbreiten sind in Einklang mit der Erwartung bei $A = 185$. Die Resonanz bei 11,9 eV wurde als neu erkannt.

Knecht.

7445 W. W. Buechner, C. M. Braams and A. Sperduto. *Inelastic proton scattering from vanadium.* Phys. Rev. (2) **100**, 1387—1390, 1955, Nr. 5. (1. Dez.) (Cambridge,

Mass., Inst. Technol., Lab. Nucl. Sci., Dep. Phys.) Mit Hilfe der unelastischen Protonenstreuung wurden die tiefliegenden Anregungszustände von V^{51} untersucht. Protonen von 6,0; 7,0 und 7,4 MeV wurden nach der Streuung bei Winkeln von 90° und 130° mit einem magnetischen Spektrographen analysiert. Niveaus bei $0,322 \pm 0,002$; $0,931 \pm 0,003$; $1,614 \pm 0,005$ und $1,819 \pm 0,005$ in MeV und eine große Anzahl von Niveaus zwischen 1,85 und 4,50 MeV wurden beobachtet. Zwei α -Gruppen aus der Reaktion $V^{51}(p, \alpha)Ti^{48}$ mit Q-Werten von 1,161 und 0,167 MeV konnten ebenfalls erkannt werden.

Knecht.

7446 G. Breit, M. E. Ebel and F. D. Benedict. *Angular distribution of gamma rays in Coulomb excitation.* Phys. Rev. (2) **100**, 429, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (New Haven, Conn., Yale Univ., Sloane Phys. Lab.) Die Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie in der γ -Winkelkorrelation bei COULOMB-Anregung war Anlaß für eine erneute Herleitung der halbklassischen und quantenmechanischen Formeln. Hierbei konnte die Formel von ALDER und WINTER bis auf das Vorzeichen des Koeffizienten von P_4 bestätigt werden. Die Winkelkorrelation wurde für die COULOMB-Anregung des 330-keV-Niveaus von Pt^{194} berechnet und mit den vorliegenden experimentellen Daten verglichen. Der Einfluß der RUTHERFORD-Streuung und ein Beitrag des 358-keV-Niveaus von Pt^{196} erwiesen sich als klein. Experimentelle und theoretische Ergebnisse stehen miteinander in Einklang. Die Übereinstimmung bezüglich der Energieabhängigkeit des Koeffizienten a_2 in der Formel von BIEDENHARN und GLASS konnte durch die Richtigstellung eines Vorzeichens verbessert werden.

R. Bock.

7447 F. D. Benedict and G. Tice. *Angular distribution of gamma rays in Coulomb excitation.* Phys. Rev. (2) **100**, 1545, 1955, Nr. 5. (1. Dez.) (New Haven, Conn., Yale Univ.) Die früheren Berechnungen der Winkelkorrelationskoeffizienten a_2 für COULOMB-Anregung des 330-keV-Niveaus in Pt^{194} und des 550-keV-Niveaus in Cd^{114} wurden auf die Berechnung von a_4 ausgedehnt. Die für dünne Targets berechneten Koeffizienten zeigen, verglichen mit dem Experiment (McGOWAN und STELSON, Phys. Rev. **99**, 127, 1955) die richtige Abhängigkeit von der Protonenenergie und der Kernladung, doch liegen sie im allgemeinen etwas unter den experimentellen Werten. Die Korrektur auf dicke Targets bringt nur teilweise Übereinstimmung mit dem Experiment.

Knecht.

7448 F. D. Benedict, P. B. Daitch and G. Breit. *Semiclassical approximation to Coulomb excitation integrals.* Phys. Rev. (2) **101**, 171—174, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (New Haven, Conn., Yale Univ., Sloane Phys. Lab.) Es werden mehrere numerische Vergleiche zwischen quantenmechanischer und halbklassischer Behandlung der COULOMB-Anregung im Fall einer Anregung ungleich Null angestellt. Ein detaillierter Vergleich wird durchgeführt für den das stoßende Teilchen einschließenden Teil des Matrixelementes und auch für die Gewichtsfaktoren des Drehimpulses. Es wird gefunden, daß der totale Querschnitt sehr gut mit der halbklassischen Methode angenähert wird. Die durch verschiedene Werte des Bahndrehimpulses L verursachten partiellen Querschnitte werden durch die halbklassische Behandlung mit mäßiger Genauigkeit wiedergegeben, aber die Darstellung der radialen Integrale durch ihre halbklassischen Näherungen ist sogar genauer, insbesondere für kleines L , während die Gewichtsfaktoren, die L explizit enthalten, in den beiden Fällen beträchtlich verschieden sind. (Übersetzung d. Zusammenf.)

Daniel.

7449 F. D. Benedict. *Angular distribution of gamma rays in Coulomb excitation from Pt.* Phys. Rev. (2) **101**, 178—181, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (New Haven, Conn., Yale Univ., Sloane Phys. Lab.) Es wurde eine numerische Berechnung des

Winkelkorrelationskoeffizienten, $a_2(\xi)$, in der COULOMB-Anregung sowohl in quantenmechanischer Behandlung als auch in halbklassischer Näherung durchgeführt. Die Parameter ξ und η wurden so gewählt, daß sie der Anregung des 330 keV-Niveaus von Pt^{194} entsprachen. Die radialen Integrale, die in die Quantenrechnung eingehen, wurden in der halbklassischen Näherung ausgewertet. Sowohl die klassische als auch die quantenmechanische Rechnung geben, wie man findet, die experimentell beobachtete Energieabhängigkeit von $a_2(\xi)$ wieder, und die quantenmechanische Behandlung ergibt außerdem ziemlich gute Übereinstimmung mit den experimentellen Absolutwerten. (Übersetzung d. Zusammenfg.) Daniel.

7450 J. J. Kraushaar, E. Brun and W. E. Meyerhof. *Decay scheme of gallium-72*. Phys. Rev. (2) **101**, 139—147, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Stanford, Calif., Univ.) Gemessen wurde mit Szintillationsspektrometer plus Zwanzigkanaldiskriminator, einfach und in Koinzidenz, und einem Dreikristall-Paarspektrometer: das einfache Gamma-Spektrum, das mit Beta-Strahlung bestimmten Energiebereichs koinzidierende Gamma-Spektrum, das mit bestimmten Gamma-Linien koinzidierende Gamma-Spektrum und das Gamma-Spektrum in verzögerter Koinzidenz mit Konversionselektronen. Man fand Gamma-Linien der Energien (in MeV) (in Klammern die relative Intensität): 0,32 ($\leq 0,8$); 0,39 ($\leq 1,1$); 0,44 ($\leq 1,8$); 0,51 (3,7); 0,63 (28,5); 0,72 (2,0); 0,835 (100); 0,91 (7); 1,04 (9,2); 1,24 (5,2); 1,32 (1,3); 1,46 (2,8); 1,59 (7,8); 1,79 (≤ 2); 1,88 (8,4); 2,20 (40,8); 2,40 (≤ 2); 2,50 (30,2) und 2,82 (0,6). Es wurde definitiv sichergestellt, daß der isomere Zustand (0,3 μsec) der erste angeregte Zustand ist und Spin Null und gerade Parität hat. Das insbesondere dem von HAYNES angegebenen sehr ähnliche Zerfallsschema sieht die folgenden Niveaus in Ge^{72} vor (in Klammern die wahrscheinlichste Spin- und Paritätszuordnung): Grundzustand (0+); 0,69 MeV (0+); 0,84 MeV (2+); 1,46 MeV (2+); 1,73 MeV (2+, 3+); 2,06 MeV (2+); 2,39 MeV (1+, 2+); 2,51 MeV (2+); 2,82 MeV (1+, 2+); 3,04 MeV (2-, 3-); 3,32 MeV (2-, 3-) und 3,34 MeV (2-). Das Auftreten eines (0+)-Zustands als erster angeregter Zustand in einem g-g-Kern ist gegenwärtig nicht zu erklären. Vorläufige Ergebnisse einer im Gange befindlichen Untersuchung des Zerfalls von As^{72} deuten auf ein mindestens ebenso komplexes Zerfallsschema hin; viele der dabei erreichten Niveaus sind anscheinend mit den am Ga^{72} beobachteten identisch. Daniel.

7451 R. L. Gluckstern, J. P. Lazarus and G. Breit. *Comparison of semiclassical and quantum-mechanical Coulomb excitation integrals for large L*. Phys. Rev. (2) **101**, 175—177, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (New Haven, Conn., Yale Univ., Sloane Phys. Lab.) Zweck der Arbeit ist es, die Übereinstimmung zwischen den Resultaten halbklassischer und quantenmechanischer Behandlung der COULOMB-Anregung analytisch für $L \rightarrow \infty$ oder $\eta \rightarrow 0$ zu zeigen. Die in Frage kommenden Integrale beider Behandlungsweisen sind so geschrieben, daß die Übereinstimmung offenbar wird. Sie werden nach Potenzen der Anregungsenergie entwickelt. Sie stimmen bis einschließlich der zweiten Ordnung überein, vorausgesetzt, daß in der halbklassischen Rechnung das geometrische Mittel aus Anfangs- und Endenergie genommen wird. Die Resultate werden verallgemeinert, um ein willkürliches Potenzgesetz für die Abhängigkeit der Wechselwirkungsenergie vom Radius zuzulassen. Die Übereinstimmung bleibt dabei ungeändert. Daniel.

7452 M. V. Harlow, J. B. Marion, R. A. Chapman and T. W. Bonner. *Energy levels in F^{19} from a study of the $O^{18}(d, n)F^{19}$ reaction*. Phys. Rev. (2) **101**, 214 bis 215, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Houston, Tex., Rice Inst.) Bei $O^{18}(d, n)F^{19}$ wurden die F^{19} -Niveaus zwischen 6,1 und 9,8 MeV über die Schwellen der Neu-

tronenemission zu angeregten Zuständen bestimmt. Gemessen wurde mit zwei verschieden empfindlichen BF_3 -Zählern das Verhältnis schneller Neutronen zu langsamen. Die Targets wurden durch Erhitzen von Wolfram in angereichertem O^{18} hergestellt. Als Deuteronenquelle diente ein 6 MeV-Bandgenerator. Man fand F^{19} -Niveaus bei 6,184 und 8,48 MeV. Das erste hat wohl $J = 1/2_+$ oder $3/2_+$. Das Niveau kann sehr schmal sein. Der Querschnitt der Reaktion $\text{O}^{18}(\text{d}, \text{n})\text{F}^{19}$ wurde relativ zu $\text{O}^{16}(\text{d}, \text{n})$ im Deuteronenenergiebereich 0,4 bis 4,6 MeV gemessen. Er hat ein sehr flaches Maximum bei etwa 4 MeV. In der Vorwärtsausbeute der Neutronen beim Deuteronenbeschuß von O^{18} wurde eine Resonanz bei 1,64 MeV beobachtet. Daniel.

7453 Jerry B. Marion and Richard A. Chapman. *Low-lying level structure of the Zn^{66} nucleus.* Phys. Rev. (2) **101**, 283—285, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Houston, Tex., Rice Inst.) Protonen aus einem 6 MeV-Bandgenerator trafen auf ein Cu^{65} -Target. Die Neutronen der Reaktion $\text{Cu}^{65}(\text{p}, \text{n})\text{Zn}^{65}$ wurden nach Durchlaufen eines „kritischen“ Neutronenabsorbers in einem langen BF_3 -Zähler gezählt. Als Absorber wurden Schwefel (starke Resonanz im totalen Neutronenquerschnitt bei 585 keV) und Beryllium (620 keV) gewählt. Gemessen wurde die Transmission für die Reaktionsneutronen als Funktion der Protonenenergie. Außer der Neutronengruppe zum Grundzustand des Zn^{65} wurde eine weitere Gruppe gefunden, die ein Zn^{65} -Niveau bei 118 ± 8 keV anzeigt. Offenbar handelt es sich hier um das Niveau, dessen Gamma-Strahlung CRASEMANN beim Zerfall des Ga^{65} beobachtet hatte (114 keV); Niveaus entsprechend den andern Gamma-Energien (52 und 92 keV) wurden hier nicht beobachtet, können aber nicht ausgeschlossen werden. Verff. suchten selbst mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer nach energieärmerer Gamma-Strahlung bei der Reaktion, fanden aber keine (im Untergrund verdeckt). Ferner wurde die 585 keV-Resonanz in S mit Neutronen aus $\text{V}^{51}(\text{p}, \text{n})\text{Cr}^{51}$ beobachtet und die Schwelle von 1,566 MeV bestätigt. Daniel.

7454 L. C. Biedenharn, M. Goldstein, J. L. McHale and R. M. Thaler. *Quantum calculation of Coulomb excitation. II. Quadrupole excitation: numerical results.* Phys. Rev. (2) **101**, 662—668, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Los Alamos Sci. Lab.) Verff. bringen numerische Resultate quantenmechanischer Berechnung der COULOMB-Anregung für den Fall von E2-Anregung. Die Resultate wurden durch Anwendung des Formalismus und der mathematischen Technik für den allgemeinen Fall erhalten (BIEDENHARN et al.). Ergebnisse werden gebracht für die Anregungsfunktion und die Korrelationsparameter a_2 und a_4 innerhalb der Bereiche $0,1 \leq \eta \leq 15$, $1 \leq \rho \leq 1,4$; $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$, Anfang und $\rho = k_{\text{Anfang}} / k_{\text{End}}$. Dieser Bereich umfaßt Energieverluste bis zu 50% für alle Energien von experimentellem Interesse. Die Resultate werden auf verschiedene Arten dargestellt, um das allgemeine Verhalten in jedem interessierenden Bereich aufzuzeigen. Die ernsteste Genauigkeitsbegrenzung wird wohl durch die Vernachlässigung der Schwerpunktskorrekturen bedingt. Der Einfluß verschiedener Parameteränderungen wird diskutiert. Daniel.

7455 D. H. Wilkinson, B. J. Toppel and D. E. Alburger. *2-state at 8.87 Mev in O^{16} .* Phys. Rev. (2) **101**, 673—684, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Der Anregungsbereich 0 bis ca. 14 MeV von O^{16} ist bestens geeignet, das Alpha-Teilchen-Modell des Atomkerns zu prüfen. Verff. suchten und fanden das dem (2_+) -Niveau bei 9,84 MeV entsprechende (2_-) -Niveau sowohl bei $\text{F}^{19}(\text{p}, \alpha)\text{O}^{16}$ als auch beim Beta-Zerfall des N^{16} . Untersucht wurde die Gamma-Strahlung mit Szintillationsspektrometern; einem Dreikristall-Paarspektrometer, einem Einkristall-Spektrometer und zwei Einkristall-Spektrometern in Koinzi-

denz. Bei F^{19} (p, α) O^{16} wurden Protonen aus einem Bandgenerator mit Energien bis 4,1 MeV auf 2 mg/cm² dicke BaF₂-Targets geschossen; N^{16} wurde als konstante Quelle durch Bestrahlung von Wasser, Reaktion O^{16} (n, p) N^{16} , mit Neutronen aus einem dicken, mit Deuteronen des Bandgenerators bestrahltem LiOH-Target hergestellt. Gemessen wurde in beiden Fällen das einfache Gamma-Spektrum und das Gamma-Spektrum in Koinzidenz mit Gamma-Strahlung, außerdem mit N^{16} die Winkelkorrelation der 2,75—6,13 MeV-Gamma-Kaskade. Bei N^{16} und bei F^{19} (p, α) O^{16} mit Protonenenergien > 3 MeV fand man Gammas von $2,75 \pm 0,02$; $1,90 \pm 0,03$ und $1,72 \pm 0,03$ MeV im Intensitätsverhältnis 27:1:3. Die erste koinzidiert mit Gamma-Strahlung von 6,1 MeV, während die beiden letzten mit Gamma-Strahlung $> 6,3$ MeV koinzidieren. Die Beobachtungen zeigen ein Niveau in O^{16} bei $8,87 \pm 0,02$ MeV an. Der erlaubte Beta-Übergang zu diesem Niveau ($\log ft \leq 4,4$) schränkt dessen Spin und Parität auf $J = 1-$, $2-$ oder $3-$ ein. Verschiedene im einzelnen durchdiskutierte Argumente, vor allem das Intensitätsverhältnis der Gamma-Strahlen, machen es sehr wahrscheinlich, daß das neue 8,87 MeV-Niveau $J = 2-$ aufweist. Die Folgerungen für das Alpha-Teilchen-Modell werden diskutiert. Daniel.

7456 John W. Horton. *Alpha-gamma angular correlation in Bi²¹² (ThC)*. Phys. Rev. (2) **101**, 717—725, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Princeton, N. J., Palmer Lab.) Die Alpha-Gamma-Winkelkorrelation $W(\theta)$ der Kaskade $ThC-\alpha$ (6,04 MeV) \rightarrow $Tl^{208*} \rightarrow \gamma$ (40 keV) $\rightarrow ThC''$ wurde mit zwei NaJ-Szintillationsspektrometern im Vakuum an elektrostatisch gesammelten ThB-Quellen gemessen; Dicke des Alpha-Kristalls $1/16''$ und des Gamma-Kristalls $1/32''$. Die gemessene Korrelation ist konsistent mit $W(\theta) = 1 + A \cos^2 \theta$. Das Verhältnis $W(90^\circ)/W(180^\circ)$ wurde bestimmt zu $1,2993 \pm 0,0095$ auf Grund der Statistik, und $\pm 0,010$ auf Grund experimenteller Korrekturen. Der Vergleich dieses Resultats mit den Vorhersagen der Alpha-Gamma-Winkelkorrelationstheorie lehrt, daß Bi^{212} (ThC) nicht den Spin Null haben kann. Von den 54 betrachteten Möglichkeiten sind die folgenden Spin- und Paritätszuordnungen mit dem verfügbaren experimentellen Material und der theoretischen Evidenz aus verschiedenen Quellen am besten konsistent: $J = 1-$ für den Grundzustand des Bi^{212} , $J = 4+$ für das 40 keV-Niveau des Tl^{208} und $J = 5+$ für den Grundzustand des Tl^{208} . Diese Zuordnungen bestimmen die Bahndrehimpulse der beim Zerfall von Bi^{212} emittierten Alpha-Teilchen als Mischung von 3 und 5 Einheiten für den Übergang zum 40 keV-Niveau und zu 5 Einheiten für den Übergang zum Grundzustand. Das Alpha-Verzweigungsverhältnis befindet sich in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Die von PERLMAN et al. bei vielen Alpha-Strahlern, die keine g-g-Kerne sind, beobachtete Hinderung des Übergangs in den Grundzustand im Vergleich zu dem in den ersten angeregten Zustand ist im Fall des Bi^{212} erklärt. Daniel.

7457 N. H. Lazar, E. Eichler and G. D. O'Kelley. *Nuclear levels in Sr⁸⁸ from the disintegration of Rb⁸⁸ and Y⁸⁸*. Phys. Rev. (2) **101**, 727—732, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Rb^{88} wurde im Pile, Y^{88} durch Protonenbeschuß von Sr im Zyklotron hergestellt. Gemessen wurde die Gamma-Strahlung mit Szintillationsspektrometern, einfach und in Koinzidenz, unter Variation des Abstands Quelle-Kristall. Bei Rb^{88} wurden Gamma-Linien folgender Energien in MeV beobachtet (in Klammern die relativen Intensitäten, bezogen auf die 1,85 MeV-Strahlung): 1,85 (1); 0,908 (0,63); 1,39 (0,062); 2,11 (0,045); 2,68 (0,107); 3,01 (0,014); 3,24 (0,014); 3,52 (0,011); 3,68 (0,004); 4,87 (0,014). Die Intensität des Beta-Übergangs von Rb^{88} zum Grundzustand des Sr^{88} wurde durch Vergleich der totalen Beta-Aktivität mit der Intensität der 1,85 MeV-Gamma-Strahlung zu $75,9 \pm 5,0\%$ bestimmt. Aus den Gamma-Intensitäten

wurden die ft-Werte der Rb^{88} -Beta-Übergänge erschlossen und auf Grund der ft-Werte Paritätszuordnungen für die Niveaus getroffen. Das aus den Messungen deduzierte Termschema des Sr^{88} weist die folgenden Niveaus auf: Grundzustand ($0+$); 1,85 MeV ($2+$); 2,76 MeV ($3-$); 3,24 MeV ($2+$); 3,52 MeV ($+$); 3,65 MeV ($+$); 4,53 MeV ($-$); 4,87 MeV ($-$). Die Grundzustände von Rb^{88} ($2-$) und Y^{88} ($4-$) liegen 5,30 bzw. 3,70 MeV über dem Grundzustand von Sr^{88} . Alle Niveaus werden durch Betas vom Rb^{88} erreicht, Intensitäten zwischen 75,9 und 0,083 %. Daniel.

7458 S. Meshkov and C. W. Ufford. *Application of the Bacher and Goudsmid method to nuclear spectra.* Phys. Rev. (2) **101**, 734—739, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Newark, Dela., Univ., Dep. Phys.; Philadelphia, Penn., Univ., Dep. Phys.) Es wird eine Methode zur Berechnung der 1^n -Kernmatrixelemente in Termen derer von 1^{n-1} entwickelt, wobei Zweiteilchen-Wechselwirkungen angenommen werden. Ein Beispiel ist die Berechnung von p^2 -Matrixelementen als Linearkombinationen von p^2 -Matrixelementen. Die Koeffizienten in diesen Linearkombinationen sind tabelliert. Als Anwendung werden die Energien von ${}^3\text{Li}^7$ aus den Daten über die Energien von ${}^3\text{Li}^6$ berechnet. Ein Vergleich der berechneten Energien von ${}^3\text{Li}^7$ mit dem Experiment führt zu einigen Einschränkungen des Kernpotentials. Zur Durchführung der Rechnung ist es notwendig, die Daten über ${}^3\text{Li}^6$ anzupassen; die Ergebnisse der Anpassung werden gebracht. Die Existenz eines Energieniveaus in ${}^3\text{Li}^7$ mit $J = 5/2-$ bei oder nahe bei 6,53 MeV wird ebenfalls diskutiert. (Übersetzung d. Zusammenfg.) Daniel.

7459 P. J. Redmond. *First 0^+ level in C^{12} and O^{16} .* Phys. Rev. (2) **101**, 751—752, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (New York, N. Y., Columbia Univ.) SCHIFFs auf kollektiven Modellen, Alpha-Teilchen-Modell und A. BOHRs Tröpfchenmodell beruhende Rechnungen über die ($0+ \rightarrow 0+$)-Übergänge von 7,68 MeV in C^{12} und 6,06 MeV in O^{16} haben um den Faktor 3 bis 5 zu große Matrixelemente ergeben. Eine Rechnung mit jj-Kopplungsmodell, bei der der angeregte Zustand sich in zwei p-Teilchen vom Grundzustand unterscheidet, hat bei C^{12} einen um den Faktor 6 zu kleinen Wert ergeben. Diese Rechnungen werden diskutiert. Verf. schlägt zur Erklärung der beobachteten Übergänge ein Modell vor, bei dem der erste angeregte Zustand durch eine Wellenfunktion unabhängiger Teilchen beschrieben wird, die mit der des Grundzustands identisch ist außer daß eines des 1s-Nukleonen im „Alpha-Teilchen-Kern“ durch ein 2s-Nukleon ersetzt ist. Die Rechnung wird unter Benutzung von Wellenfunktionen des harmonischen Oszillators durchgeführt. Das Ergebnis stimmt mit dem vorliegenden experimentellen Material ausgezeichnet überein. Daniel.

7460 R. H. Nussbaum, A. H. Wapstra, W. A. Bruhl, M. J. Sterk, G. J. Nijgh and N. Grobбен. *Decay of Co^{61} and Cu^{61} .* Phys. Rev. (2) **101**, 905—906, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Amsterdam, Holl., Inst. Kernphys. Onderz.) Gemessen wurden mit einem Linsenspektrometer: bei Co^{61} (1,7 h) eine Beta-Gruppe von 1220 ± 40 keV ($95 \pm 15\%$) und bei Cu^{61} (3,3 h) Positronengruppen von 1220 ± 15 keV (51%), 940 keV (5%) und 560 keV (3%); eine schwache Cu^{61} -Gruppe von 1150 keV (2%) wurde durch Beta-Gamma-Koinzidenzen mit einem Szintillationsspektrometer festgestellt. Der Zerfall von Cu^{61} ist mit folgender Gamma-Strahlung verknüpft. 70; 280; 380; 580; 660; 940; 1150 und 1220 keV, Intensität 4; 12; $2\frac{1}{2}$; $1\frac{1}{2}$; 11; $1\frac{1}{2}$; 1 bzw. 5 %. Dem vorgeschlagenen Schema zufolge zerfällt Co^{61} ($f_{7/2}$) über die Beta-Gruppe zu einem Niveau bei 70 keV ($f_{5/2}$) in Ni^{61} . Cu^{61} ($p_{3/2}$) zerfällt über die vier Positronengruppen zum Grundzustand des Ni^{61} ($p_{3/2}$) und zu Niveaus bei 70 keV, 280 keV ($\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}-$) und 660 keV ($\frac{1}{2}$,

$3/2$ —). Durch Elektroneneinfang werden wenigstens die Niveaus bei 280 keV, 660 keV und 1220 keV angeregt. Bei der Aufstellung dieses Schemas halfen die Resultate von Beta-Gamma- und Gamma-Gamma-Koinzidenzmessungen. Die Anregungsenergien der Ni^{61} -Niveaus folgen innerhalb 5 % der einfachen Formel $E_n = 73n^2 \text{ keV}$.
Daniel.

7461 G. Szamosi. *On the quantum statistics of nucleons*. Acta phys. hung. 4, 155—162, 1954, Nr. 2. (Budapest, Centr. Res. Inst. Phys.) Es werden einige Charakteristika angeregter Kernzustände im einfachsten Fall untersucht. Die Nukleonen werden als FERMI-Gas behandelt; Drehimpulse werden vernachlässigt. Unter der Annahme einer abstoßenden Wechselwirkung kurzer Reichweite zwischen den Nukleonen entspricht jedem Nukleon ein „Eigenvolumen“. Die Existenz des Eigenvolumens modifiziert die Formeln der gewöhnlichen FERMI-Statistik. Für das Atomgewicht $A = 110$ und die Anregung $Q = 8 \text{ MeV}$ hatte BETHE 1936 einen mittleren Niveaubestand von $D = 0,4 \text{ eV}$ errechnet. Verf. errechnet für drei verschiedene Radien des abstoßenden Zentrums (0,4; 0,6 und 0,8 in Einheiten von 10^{-13} cm) mittlere Niveaubstände, die besser mit dem Experiment übereinstimmen (bei den obigen numerischen Werten 1,28; 1,73 bzw. 3,05 eV).
Daniel.

7462 F. A. El Bedewi. *Magnetic analysis of the inelastically scattered deuterons and disintegration protons from the deuteron bombardment of fluorine*. Proc. phys. Soc., Lond. (A) 69, 221—233, 1956, Nr. 3 (Nr. 435A). (1. März) (Liverpool, Univ., Nucl. Phys. Res. Lab.) Die Messungen erfolgten mit dem magnetischen Spektrographen für schwere Teilchen von GREEN und MIDDLETON (s. diese Ber. S. 551), die Beobachtungen mittels Photoplatten bei 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50°. Aus dem bekannten Absolutwirkungsquerschnitt für die C-Reaktionen wurden die der F-Reaktionen gemäß der chemischen Zusammensetzung des Teflon- $(\text{CF}_2)_n$ -Auffängers (1 mg/cm^2) berechnet. Die Beschußenergie ergab sich aus ganz in der Emulsion verlaufenden Spuren elastisch gestreuter Deuteronen zu $8,90 \pm 0,02 \text{ MeV}$. Zwei Gruppen unelastisch gestreuter Deuteronen zeigten sich entsprechend Anregungszuständen des F^{19} bei $1,60 \pm 0,02$ und $2,83 \pm 0,02 \text{ MeV}$. Aus den beobachteten Protonen-Gruppen wurden dreißig Energieniveaus des F^{20} ermittelt, darunter acht neue bei 5,04; 5,19; 5,27; 5,72; 5,87; 5,95; 6,25; $6,52 \pm 0,02 \text{ MeV}$. Aus dem Vergleich der Winkelverteilungen mit der Abstreiftheorie konnte bei 21 Anregungszuständen der Drehimpuls des eingefangenen Neutrons, die Parität und die reduzierte Breite entnommen werden. Das Niveauschema enthält sieben Folgen von Paaren mit annähernd gleichen Energieabständen, die Viel-(das 4, 5, 6, 8, 12, 18, 24-fache von 0,165 MeV sind. Gruppen von Niveaus gleicher Parität sind durch Lücken von ca. $4 \cdot 0,165 \text{ MeV}$ getrennt, und jede Gruppe enthält ein niedrig liegendes Niveau mit relativ großer reduzierter Breite. Oberhalb ca. 5 MeV haben alle Niveaus ungerade Parität, unterhalb lediglich zwei bei ca. 2,9 MeV.
G. Schumann.

7463 Homer E. Conzett. *Inelastic scattering of protons from Li^7 , C^{12} , Mg^{24} , and Si^{28}* . Phys. Rev. (2) 100, 1794, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. Calif.)

7464 J. B. Marion and R. A. Chapman. *Low-lying level structure of the Zn^{65} nucleus*. Phys. Rev. (2) 100, 1795, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Rice Inst.)

7465 W. R. Mills jr., H. H. Hilton and C. A. Barnes. *Internal conversion coefficients of low excited states of F^{19}* . Phys. Rev. (2) 100, 1794, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.)
Schön.

7466 R. T. Frost and S. S. Hanna. *Alpha spectrum in the decay of Li^8 .* Phys. Rev. (2) **99**, 8—9, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Baltimore, Maryl., Johns Hopkins Univ., Dep. Phys.) Die α -Teilchen des Be^8 aus der Reaktion $\text{Li}^7(\text{d}, \text{p})\text{Li}^8(\beta)\text{Be}^8(\alpha)\alpha$ wurden zwischen 1 und 6,5 MeV entsprechend den Anregungsenergien des Be^8 zwischen 2 und 13 MeV magnetisch analysiert. Das einzige beobachtete starke Maximum im α -Spektrum bei etwa 1,5 MeV entspricht dem bekannten breiten 2,9 MeV-Zustand in Be^8 . Die Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren ist gut. Knecht.

7467 E. H. Geer, E. B. Nelson and E. A. Wolicki. *Alpha-alpha angular correlations in $\text{B}^{11}(\text{p}, \alpha\alpha)\text{He}^4$.* Phys. Rev. (2) **100**, 215—223, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Iowa City, I., State Univ.) Für den Prozeß $\text{B}^{11}(\text{p}, \alpha_1)\text{Be}^8$, $\text{Be}^8 \rightarrow 2\alpha_2$ wurden die Winkelkorrelation zwischen α_1 und einem der α_2 untersucht. Die Messungen wurden mit Protonen von 163 und 290 keV in einer Ebene senkrecht zur Protoneneinfallsrichtung durchgeführt. Als Targets wurden dünne, aufgedampfte Schichten aus natürlichem Bor verwendet. Zum Nachweis der α -Teilchen dienten dünne NaJ-Kristalle. Die theoretische Winkelkorrelation im Laborsystem wurde durch numerische Integration der Winkelkorrelationsfunktion im Schwerpunktsystem über das 2,9 MeV-Niveau des Be^8 -Kerns berechnet. Für die Zerfallswahrscheinlichkeit des Compoundkerns C^{12} wurde die Annahme gemacht, daß für verschiedene Drehimpulse der emittierten α -Teilchen dieselbe Energieabhängigkeit besteht. Die Abhängigkeit wurde aus dem Energiespektrum der α -Teilchen ermittelt. Für den Beitrag der beiden niedrigsten Drehimpulse von α_1 (0 und 2) sind die 163-MeV-Daten konsistent mit einem 2^+ -Zustand für C^{12} und einem 2^+ -Zustand für Be^8 , dagegen nicht mit der Zuordnung 0^+ oder 4^+ für Be^8 . Die Beiträge höherer Drehimpulse von α_1 sind für eine Identifizierung nicht ausreichend. Die 290-MeV-Daten sind in Übereinstimmung mit einem reinen 2^+ -Zustand für C^{12} oder mit einer Superposition von Zuständen. Dagegen schließen sie die Zuordnung reiner 1^- , 2^- oder 3^+ -Zustände für C^{12} aus.

R. Bock.

7468 O. Kofoed-Hansen. *Effects of the recoil on allowed β -transitions.* Phil. Mag. (7) **42**, 1441—1446, 1951, Nr. 335. (Dez.) (Copenhagen, Univ., Inst. Theor. Phys.) Die Rückstoßkorrekturen an der Form erlaubter Beta-Spektren sind, wie die Rechnungen des Verf. zeigen, von der gleichen Größenordnung wie andere gewöhnlich vernachlässigte Effekte. Die beobachtete Halbwertszeit und Form des Beta-Spektrums des Neutrons schließen eine nur geschwindigkeitsabhängige Beta-Wechselwirkung aus. Daniel.

7469 M. J. Sterk, R. H. Nussbaum and A. H. Wapstra. *The decay of ^{51}Ti and the nuclear levels in ^{51}V .* Physica, s'Grav. **21**, 441—445, 1955, Nr. 5. (Mai.) (Amsterdam, Inst. Kernphys. Onderzoek.) Der Zerfall von $\text{Ti}^{51}(\beta^-, 5,8 \text{ min})$ wurde mit β - und γ -Szintillationspektrometer in Verbindung mit einer Koinzidenzzählordnung untersucht. Das stärkste β -Spektrum hat eine maximale Energie von $2,17 \pm 0,04$ MeV und tritt in Koinzidenz mit 0,325 MeV- γ -Strahlung auf. Für den β -Übergang zwischen den Grundzuständen von Ti^{51} und V^{51} konnte die obere Grenze von 20% ermittelt werden. Eine $0,935 \pm 0,015$ MeV- γ -Linie konnte mit einer Intensität von $6 \pm 2\%$ der 0,325 MeV- γ -Linie gefunden werden. Ein Niveauschema wird vorgeschlagen. Röhler.

7470 E. F. de Haan, G. J. Sizoo and P. Kramer. *Beta-gamma coincidence spectrum of the UX-complex.* Physica, s'Grav. **21**, 803—817, 1955, Nr. 10. (Okt.) (Amsterdam, Vrije Univ., Natuurk. Lab.) Das Beta-Gamma-Koinzidenzspektrum des UX-Komplexes (UX_1 , UX_2 , UZ) wurde mit Hilfe eines magnetischen Koinzidenzspektrometers untersucht. Aus der FERMI-KURIE-Darstellung

des Koinzidenzspektrums erhält man drei partielle Beta-Spektren mit Maximalenergien bei 100 keV, 600 keV und 1500 keV. Aus dem Vergleich von Messungen mit und ohne einen 1 mm starken Bi-Absorber ergibt sich, daß der 100 keV-Beta-Zerfall mit einer weichen, intensiven Gamma-Strahlung verbunden ist (91 keV Gamma-Übergang). Dem Koinzidenzspektrum sind eine Reihe von Konversionslinien überlagert, deren Energien angegeben und die Gamma-Gamma-Kaskaden zugeschrieben werden. Unter Berücksichtigung der Energien und der Intensitäten der gemessenen Linien werden Zerfallsschema für UX_1 und UX_2 diskutiert.

Röbert.

7471 J. K. Major and L. C. Biedenharn. *Sargent diagram and comparative half-lives for electron capture transitions*. Rev. mod. Phys. **26**, 321—326, 1954, Nr. 3. (Juli.) (New Haven, Conn., Yale Univ., Sloane Phys. Lab.) Frühere Untersuchungen von THOMPSON und FEATHER wurden auf leichtere Kerne ausgedehnt, wo immer Halbwertszeit, Verzweigungsverhältnisse und Übergangsenergie W bekannt sind. Es wurde ein SARGENT-Diagramm für 87 Übergänge durch Elektroneneinfang zusammengestellt. W mußte indirekt aus den atomaren Massendifferenzen, Positronenspektren oder der inneren Bremsstrahlung deduziert werden. Die als erlaubt bekannten Übergänge fallen meist beträchtlich unter die von FEATHER vorgeschlagene Linie; jedoch läßt die Streuung der Punkte des SARGENT-Diagramms keine Klassifizierung nach den Verbotenheitsgraden zu. Die ft-Werte der Übergänge wurden ausgerechnet und tabelliert; sie werden mit den ft-Werten für Beta-Übergänge verglichen. Die Verteilungen der ft-Werte sind ähnlich. Die Übereinstimmung zwischen den meisten ft-Werten für Elektroneneinfang und Positronenemission beim gleichen Übergang ist evident, in Übereinstimmung mit der FERMISCHEN Theorie. Außer bei Be⁷ ist kein über-erlaubter Einfangprozeß bekannt.

Daniel.

7472 W. E. Kreger and C. Sharp Cook. *The K capture/positron ratio of Na²²*. Phys. Rev. (2) **96**, 854—855, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (U. S. Naval Radiol. Defense Lab.) Mit einem Szintillations-Spektrometer wurde das K-Einfang-Positronen-Verhältnis von Na²² bestimmt. In einem NaJ(Tl)-Kristall von 10 cm Durchmesser und 10 cm Höhe wurde kollimierte γ -Strahlung aus sechs verschiedenen Na²²-Präparaten nachgewiesen. Die relativen Intensitäten der 1,3 MeV γ -Linie und der Vernichtungsstrahlung wurden gemessen. Das K-Einfang-Positronen-Verhältnis ist 11 %.

Nierhaus.

7473 Glenn L. Keister. *Internal conversion coefficients in decay of Mn⁵²*. Phys. Rev. (2) **96**, 855, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Washington.) Mit einem β -Spektrometer großer Auflösung wurden die Konversionskoeffizienten für die γ -Übergänge in Cr⁵², Ni⁶⁰ und Ti⁴⁶ bestimmt. Die Quellen von Mn⁵² wurden mit dem 60 Zoll Zyklotron der Universität von Washington hergestellt. Die experimentell bestimmten Konversionskoeffizienten werden verglichen mit theoretischen (K+L)-Koeffizienten für elektrische Quadrupol-Strahlungen.

Nierhaus.

7474 Eugene Feenberg. *Superallowed beta transitions in the N-Z = 3 series*. Phys. Rev. (2) **99**, 71—75, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (St. Louis, Miss., Washington Univ., Wayman Crow Lab.) Bei einigen leichten Kernen mit N-Z = 3 sind schnelle Beta-Übergänge beobachtet worden; Verf. führt Li⁹, C¹⁶, N¹⁷, O¹⁹, F²¹, Ne²³, Na²⁵ und Mg²⁷ an. KING (s. nachstehendes Ref.) hat als Erklärung Umwandlung innerhalb des tiefsten Supermultipletts [4 . . . 421] oder [4 . . . 432] vorgeschlagen. Verf. rechnet die GAMOW-TELLERSCHEN Matrixelemente $|\int \rho|^2$ für alle möglichen Endzustände in den Supermultipletts [21] und [32] unter Benutzung der reinen

Supermultiplettbeschreibung von Kernzuständen aus und vergleicht die für N^{17} , O^{19} und Mg^{27} angegebenen numerischen Resultate mit dem Experiment. Bei O^{19} sind die einzigen mit LS-Interpretation verträglichen Zuordnungen $I_i = 5/2$, $I_f = 3/2$ ($S_f = 3/2$); das sind die experimentell bevorzugten Daten. Bei jj-Kopplung kommt $|\int \sigma|^2$ für den O^{19} -Übergang um den Faktor fünf zu groß heraus. Die Übergänge für $A = 25$ und 27 sind vielleicht nicht übererlaubt, da sie nur etwas schneller als durchschnittliche erlaubte sind und nicht gut in die Energiesystematik der Reihe mit $N-Z = 3$ passen. Daniel.

7475 R. W. King. *Supermultiplets and spin dependent forces.* Phys. Rev. (2) **99**, 67—70, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Washington, D. C., Nat. Res. Council, Nucl. Data Project.) Der Supermultiplett-Formalismus erklärt am besten die Unterschiede zwischen begünstigten und unbegünstigten erlaubten Beta-Übergängen. Verf. gibt eine versuchsweise Interpretation der durch den gewöhnlichen Formalismus mit spinunabhängigen Kernkräften nicht erkläraren begünstigten Negatronenübergängen mit $A > 3$. Solche Übergänge sind bei Li^9 , C^{15} , N^{17} , O^{19} und Ne^{23} beobachtet worden; sie erfolgen alle bei Kernen mit $N-Z = 3$ und führen zu angeregten Endkernen. Nach der Rekapitulierung des Falles spinunabhängiger Kräfte wird die vorgeschlagene Erklärung gebracht: Durch die Spinabhängigkeit der Kernkräfte, die ein Paar Nukleonen mit parallelen Spins energetisch tiefer liegen läßt als ein Paar mit antiparallelen Spins, spaltet das Supermultiplett so weit auf, daß Negatronenübergänge vom Anfangskern ($T = 3/2$, $T_z = 3/2$, $S = 1/2$) zum Endkern ($T = 1/2$, $T_z = 1/2$, $S = 3/2$) energetisch möglich werden; diese Übergänge sind dann natürlich begünstigt. Wie ein Diagramm zeigt, ist für $A \geq 25$ keine Energie mehr verfügbar. Die in die Energie des Negatronenübergangs eingehende Energiedifferenz zwischen Singulett- und Triplett-Spinzuständen von Nukleonenpaaren in nichtäquivalenten Bahnen ist überraschend hoch, zeigt aber den gleichen Gang wie die Differenz bei äquivalenten Bahnen, was für die obige Interpretation spricht. Die Ursache dafür wird diskutiert. Daniel.

7476 Benjamin G. Hogg. *Energy available for beta decay of Nd^{150} .* Phys. Rev. (2) **99**, 175, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Kingston, Ontario, Can., Roy. Milit. Coll., Dep. Phys.) Eine Untersuchung der Beta-Zerfallssystematik um das Atomgewicht 150 legt nahe, daß die massenspektrometrisch bestimmte Differenz zwischen Nd^{150} und Sm^{150} von $4,6 \pm 0,8$ MeV zu hoch ist. Aus der (abgebildeten) Systematik kommt man auf 4,0 MeV. Zusammen mit dem neuen Wert der Pm^{150} - Sm^{150} -Massendifferenz von $5,3 \pm 0,15$ MeV ergibt das für Nd^{150} - $Pm^{150} = 1,3 \pm 1,0$ MeV, so daß einfacher Beta-Zerfall des Nd^{150} energetisch unmöglich ist. Daniel.

7477 Torsten Lindqvist and Chien-Shiung Wu. *Inner bremsstrahlung from A^{37} .* Phys. Rev. (2) **100**, 145—149, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (New York, N. Y., Columbia Univ.) Das kontinuierliche Gamma-Spektrum beim Elektroneneinfang des A^{37} wurde mit einem Szintillationsspektrometer unter besonderer Beachtung des energiearmen Gebietes untersucht. Zwischen der Quelle, A in einem Behälter eingeschlossen, und dem 1" X 1" großen NaJ-Kristall befanden sich nur zwei 1 mil starke Al-Folien. Nach Korrektur auf Kristall Ansprechwahrscheinlichkeit, Geometriefaktor, Verhältnis Photo- zu totalem Querschnitt, Compton-Rückstreuung, Entweichen von Jod-Röntgenstrahlung, Absorption und Auflösung wurde gefunden, daß die Intensität extrem energiearmer Photonen viel größer ist als nach der Theorie von MORRISON und SCHIFF. Eine bessere Übereinstimmung kann erzielt werden durch Einbeziehen von p Elektroneneinfang und COULOMB-Effekt, wie es von GLAUBER und MARTIN formuliert wurde; diese Theorie wird geschildert. Daniel.

7478 P. R. Fields, J. E. Gindler, A. L. Harkness, M. H. Studier, J. R. Huizenga and A. M. Friedman. *Electron capture decay of Am^{244} and the spontaneous fission half-life of Pu^{244}* . Phys. Rev. (2) **100**, 172—173, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Die Betrachtung des geschlossenen Zerfallszyklus $\text{Am}^{244} \rightarrow \text{Cm}^{244} \rightarrow \text{Pu}^{240}$; $\text{Am}^{244} \rightarrow \text{Pu}^{244} \rightarrow \text{U}^{240} \rightarrow \text{Np}^{240} \rightarrow \text{Pu}^{240}$ läßt für den Elektroneneinfang $\text{Am}^{244} \rightarrow \text{Pu}^{244}$ eine Zerfallsenergie von etwa 70 keV errechnen. Nach Bestrahlung von 1 mg Am^{243} im Schwerwasserreaktor und im MTR wurde das gebildete Pu durch Anionenaustausch abgetrennt. Als Durchschnitt ergab sich ein Verzweungsverhältnis Elektroneneinfang zu Beta-Emission von $0,039 \pm 0,003\%$ für Am^{244} . Wenn Am^{244} ähnlich wie Am^{242} einen langlebigen Grundzustand besitzt, so ist die Intensität des Übergangs in diesen Zustand $< 0,002\%$. Bei $0,0064 \mu\text{g}$ Pu^{244} wurden insgesamt 110 Spaltungsprozesse beobachtet. Nach Korrekturen entspricht das einer Halbwertszeit von $2,5 \pm 0,8 \cdot 10^{10}$ a für die spontane Spaltung des Pu^{244} . Das stimmt gut mit der extrapolierten Kurve Halbwertszeit der spontanen Spaltung gegen Atomgewicht für die g-g-Pu-Isotope überein. Daniel.

7479 G. Alaga. *New type of selection rules in β decay of strongly deformed nuclei*. Phys. Rev. (2) **100**, 432—433, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Copenhagen, Denm., Univ., Inst. Theor. Phys., Theor. Study Div.) Für die Klassifizierung der Zustände stark deformierter Kerne nimmt Verf. die Quantenzahlen N , μ_z , Λ und Ω ; N = Hauptquantenzahl des Oszillators, μ_z = Quantenzahl der Oszillationen längs der Asymmetrieachse, Λ = Komponente des Bahndrehimpulses des einzelnen Außenteilchens längs der Symmetrieachse und Ω = Projektion des totalen Bahndrehimpulses des Teilchens auf die Symmetrieachse. Die Auswahlregeln für erlaubten und einfach verbotenen Beta-Zerfall, ausgedrückt in Änderungen der obigen vier Quantenzahlen, sind, geordnet nach Wechselwirkungsoperatoren des Beta-Zerfalls, tabelliert; die Rechnungen werden nicht gebracht. Die Gültigkeit der Auswahlregeln wird an der Erfahrung geprüft: sieben erlaubte und 17 einfach verbotene Beta-Übergänge bei A zwischen 150 und 190 sind tabelliert und klassifiziert. Die beiden „ungehinderten“ erlaubten Übergänge haben $\log ft < 5,5$, die fünf „gehinderten“ $\log ft$ zwischen 6,0 und 6,8. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den verbotenen Übergängen. Die große Intensität des Einfangzweiges zum 342 keV-Niveau im Verhältnis zum Grundzustandsübergang beim Zerfall des Hf^{175} kann auf Grund der angegebenen Auswahlregeln gut verstanden werden. Daniel.

7480 Richard W. Hoff. *ft values and L/K ratios for orbital electron capture*. Phys. Rev. (2) **101**, 280—282, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Livermore Site, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Nach der Methode von ZWEIFEL werden f-Werte und Zerfallskonstanten λ für erlaubte und einfach verbotene Einfangprozesse explizit ausgerechnet. Als Wechselwirkung wird $S \pm T$ (+ P) zugrunde gelegt. Ausführlicher wird die Berechnung im Fall von $\Delta I = 1$ mit Paritätsänderung behandelt; die Wechselwirkung ist hier $S \pm T$, da die pseudoskalare Invariante P hier keinen Beitrag liefert. Bei Vernachlässigung der kleinen Glieder gegenüber den großen sind bei diesen Übergängen die mit erlaubten f-Funktionen berechneten ft-Werte der Einfangprozesse direkt mit den entsprechenden ft-Werten der Beta-Übergänge vergleichbar. Die kleinen Glieder können nur dann Bedeutung erlangen, wenn sich die großen zufällig kompensieren, was nach den Erfahrungen an den Beta-Übergängen sehr unwahrscheinlich ist. Ebenso ergeben sich bei den Einfangprozessen mit $\Delta I = 1$ und Paritätsänderung die gleichen Verhältnisse von L-Einfang zu K-Einfang wie bei den entsprechenden erlaubten Einfangprozessen. Theorie und Experiment werden bei A^{37} , Kr^{79} , Cd^{109} , J^{125} , Os^{185} , At^{211} und Np^{235} miteinander verglichen. Bemerkenswerte Diskrepanzen bestehen bei Kr^{79} und Np^{235} . Daniel.

7481 H. J. Gerber, M. Garcia Muñoz and D. Maeder. *Beta decay of Ne^{23} .* Phys. Rev. (2) **101**, 774—775, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Zürich, Switzerland, ETH.) Ne^{23} (40 sec) wurde in Na-Targets durch eine (n, p)-Reaktion mit Li (d, n)-Neutronen aus einem 600 keV-Beschleuniger hergestellt. Gemessen wurden mit Szintillationspektrometern das Gamma-Spektrum (Photographie des Oszilloskopbildes bei logarithmischer Energieskala), das Beta-Spektrum und Beta-Gamma-Koinzidenzen. Man fand keine Gamma-Strahlung von etwa 3 MeV, im Gegensatz zu PEREZ-MENDEZ und BROWN, wohl aber Gamma-Strahlung von 440 ± 5 keV (in 36% aller Beta-Zerfälle.) Bei den Betas wurde eine Grenzeenergie von $3,9 \pm 0,3$ MeV beobachtet. Die beiden Beta-Übergänge zum Grundzustand und zum 440 keV-Niveau des Na^{23} haben beide $\log ft \approx 5,2$. Obere Grenzen für die Intensität energiereicherer Gamma-Strahlung zeigen, daß alle nur möglichen Übergänge zu anderen Niveaus in Na^{23} $\log ft \geq 5,0$ aufweisen. Früher wurde der Zerfall von Ne^{23} als eines der wenigen Beispiele für übererlaubten Negatronenzfall angesehen. Daniel.

7482 R. J. Glauber, P. C. Martin, T. Lindqvist and C. S. Wu. *Relativistic and screening effects in radiative electron capture.* Phys. Rev. (2) **101**, 905, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ.; Uppsala, Swed., Univ.; New York, N. Y., Columbia Univ.) Verff. (GLAUBER und MARTIN) haben früher das kontinuierliche Gamma-Spektrum beim Elektroneneinfang unter Einfluß von p-Elektroneneinfang und COULOMB-Effekten, aber ohne Berücksichtigung von relativistischen Effekten und Abschirmung berechnet. Dadurch haben sie die Übereinstimmung von Theorie und Experiment verbessert, aber nicht vollkommen hergestellt. Die Rechnung wird nun durch Einbeziehung von relativistischen Effekten für das S-Zustandsspektrum und der Abschirmung verbessert. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment (A^{37}) ist nun ausgezeichnet. Daniel.

7483 E. H. Daggett and G. R. Grove. *Gamma-ray spectrum of polonium-209.* Phys. Rev. (2) **99**, 1—2, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Miamisburg, O., Monsanto Chem. Co., Mound Lab.) In Oak Ridge wurde eine Po-Quelle durch Beschuß von Bi-Targets mit 20 MeV-Protonen hergestellt, die aus Po der Massenzahlen 208 und 209 und sehr wenig Po^{210} bestand. Das Isotopenverhältnis wurde molekularspektrometrisch, die Alpha-Aktivität kalorimetrisch bestimmt. Mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer plus Impulshöhenanalysator wurden Gamma-Linien von etwa 270, 570 und 865 keV beobachtet; die 803 keV-Linie von Po^{210} wurde nicht entdeckt. Dies Spektrum wird Po^{209} zugeschrieben, weil Po^{208} keine Gamma-Strahlung emittiert. Koinzidenzmessungen wurden an den drei verschiedenen Paaren der drei Gammalinien angestellt. Nur das Paar 270 keV—570 keV gab nennenswerte Koinzidenzraten. Die Energiedifferenz zwischen der dritten Linie und dem koinzidierenden Paar (25 keV) ist reell, wie durch eine Messung nach der Summationsmethode mit einem Becherkristall verifiziert wurde. Po^{209} zerfällt über drei Alpha-Gruppen zum Grundzustand (98,5%), zu einem 865 keV-Niveau (0,75%) und zu einem 840 keV-Niveau (etwa 0,7%) von Pb^{205} . Daniel.

7484 C. A. Mallmann, A. H. W. Aten jr., D. R. Bes and Clara M. de McMillan. *Gamma rays of tellurium-131 and tellurium-129.* Phys. Rev. (2) **99**, 7, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Buenos Aires, Argent., Com. Nac. Energia Atom.) Die meisten Quellen wurden durch Bestrahlen von Natriumtellurit mit 26 MeV-Deuteronen und nachfolgender chemischer Trennung (beschrieben) hergestellt. Gemessen wurde im wesentlichen mit Szintillationspektrometer und Einkanaldiskriminator. Tl^{131} (25 min): Gammas von 145 keV (100), 450 keV (24), 595 keV (etwa 6), 950 keV (etwa 4) und 1140 keV (etwa 8) (in Klammern die relativen Intensitäten), etwa 1 Quant von 145 keV pro Beta-Zerfall. Te^{131} (30 h): Gammas von 145; 770 und

1140 keV; Intensitätsabschätzungen. Die Anordnung der Te^{129} -Gamma-Übergänge wird diskutiert. Te^{129} (72 min): Der weitaus größte Teil der Betas führt zum Grundzustand oder zu einem weniger als 70 keV hoch liegenden Niveau; Gammas von 435 keV (9%) und 1080 keV (etwa 0,7%). Daniel.

7485 Rolf M. Sinclair. *Gamma radiation from the interaction of 4.4-Mev neutrons with germanium and tungsten.* Phys. Rev. (2) **99**, 621, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Westinghouse Res. Lab.) Germanium emittiert γ -Strahlung von $(0,52 \pm 0,02)$ MeV (Vernichtungsstrahlung?); $0,59 \pm 0,02$; $0,82 \pm 0,02$; $1,03 \pm 0,02$ und $1,23 \pm 0,05$ in MeV. Die γ -Strahlen von 0,59 und 0,82 MeV entsprechen bekannten Übergängen in Ge^{74} bzw. Ge^{72} . Wolfram emittiert zwei diskrete γ -Strahlen von $0,63 \pm 0,02$ und $0,75 \pm 0,02$ in MeV. Knecht.

7486 Rolf M. Sinclair. *Gamma radiation from the interaction of 4.4-Mev neutrons with Fe^{54} and Fe^{56} .* Phys. Rev. (2) **99**, 1351—1352, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (East Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.) Die Gamma-Strahlung aus der Wechselwirkung zwischen Neutronen von $(4,4 \pm 0,1)$ MeV und Eisen wurden mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer untersucht. Gemessen wurde an zwei je 33 g schweren Targets, das eine aus natürlichem Eisen, das andere auf 34% in Fe^{54} angereichert. Die Abschirmung ist beschrieben. Die bekannte Gamma-Linie von 0,85 MeV kommt vom Fe^{56} . Fe^{54} emittiert eine Strahlung von $(1,40 \pm 0,02)$ MeV. Das Querschnittsverhältnis für die Erzeugung der 1,40 MeV-Strahlung und der 0,85 MeV-Strahlung beträgt $0,68 \pm 0,10$ bei 3,9 MeV Neutronenenergie und $0,62 \pm 0,07$ bei 4,4 MeV. Die 1,40 MeV-Strahlung wird versuchsweise der Reaktion $\text{Fe}^{54}(n, n') \text{Fe}^{54*}(\gamma) \text{Fe}^{54}$ zugeordnet. Sie entspricht wohl dem Übergang vom ersten angeregten Zustand. Daniel.

7487 Scott C. Daubin and Donald R. Hamilton. *Perturbed gamma-gamma directional correlation in Cd^{114} .* Phys. Rev. (2) **99**, 683—685, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.) Es wurde die 722-556 keV-Gamma-Kaskade in Cd^{114} nach K-Einfang in In^{114} als Funktion von physikalischer und chemischer Beschaffenheit der Quelle mit zwei NaJ-Szintillationsspektrometern in Koinzidenz gemessen. In jedem Spektrometerzweig saß ein Einkanal Diskriminator. Nach Korrekturen auf Detektor- und Quellenausdehnung sowie auf Vernichtungsstrahlung resultierte bei der ungestörten Korrelation $W(\Theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \Theta) + A_4 P_4(\cos \Theta)$ $A_2 = 0,090 \pm 0,011$, $A_4 = 0,022 \pm 0,016$, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer. Quellen aus trockenem InCl_3 und gefrorene InCl_3 -Lösungen zeigten eine geringere, aber reelle Schwächung der Korrelation; der Schwächungsfaktor der Anisotropie beträgt $0,77 \pm 0,08$. Die Lebensdauer des Zwischenzustands wurde nach der Methode der verzögerten Koinzidenzen zu $< 2,3 \cdot 10^{-10}$ sec bestimmt. Unter der Annahme elektrischer Störungswechselwirkung und mit Benutzung einer groben Abschätzung der oberen Grenze des elektrischen Feldgradienten am Kern erhält man ein Quadrupolmoment $|Q| = 0,4 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ für den Zwischenzustand. Daniel.

7488 M. E. Rose. *The gauge problem in internal conversion.* Phys. Rev. (2) **99**, 1628, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Oak Ridge Nat. Lab.) Verf. diskutiert die bei der üblichen Behandlung der inneren Umwandlung auftretenden Normierungsschwierigkeiten. Für einen ausgedehnten Kern gibt es keine Normierungsschwierigkeiten. Beim Grenzübergang zum Punktkern gehen die Terme, die dem Elektronenanteil im Kern entsprechen, in Oberflächenterme über, die nur für die konventionelle Normierung eliminiert werden können. Daniel.

7489 Onofre Rojo, M. A. Hakeem and Max Goodrich. *On the relative number of gamma rays from Po^{210} .* Phys. Rev. (2) **99**, 1629, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer

Sitzungsbericht.) (Louisiana State Univ.) Verff. maßen die Intensität der schwachen Gamma-Strahlung von etwa 800 keV beim Alpha-Zerfall des Po^{210} mit einem großen NaJ-Kristall und die Intensität der Alpha-Strahlung mit einem plastischen Szintillator. Das Intensitätsverhältnis beträgt $1,2 \cdot 10^{-5}$ bei einem geschätzten Fehler von 10% (ältere Werte $1,5 \cdot 10^{-5}$ bis $1,8 \cdot 10^{-5}$).
Daniel.

7490 Avivi I. Yavin and Fred H. Schmidt. *Precision energy measurements of the gamma rays following the decay of Bi^{207} .* Phys. Rev. (2) **100**, 171—172, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Seattle, Washington, Univ., Dep. Phys.) Beim Zerfall von Bi^{207} (8 a) hat PRESCOTT Hinweise für zwei energetisch nahe beieinander liegende Linien bei 1,06 MeV gefunden. Zweck vorliegender Arbeit war es, den Tatbestand nachzuprüfen und die beiden starken Linien 1,06 und 0,57 MeV genau zu messen. Bi^{207} wurde durch Beschuß von Pb mit 22 MeV-Deuteronen hergestellt und chemisch abgetrennt. Gemessen wurde das Photoelektronenspektrum aus $12,5 \text{ mg/cm}^2$ Th bei 1,5% Auflösung und aus $3,5 \text{ mg/cm}^2$ Th bei 2% Auflösung mit einem Solenoidspektrometer. Bei 1,06 MeV wurde nur eine Linie gefunden. Die genauen Energiewerte der beiden ausgemessenen Linien sind: $1063 \pm 0,50 \text{ keV}$ und $568,85 \pm 0,30 \text{ keV}$; ALBURGERS Wert für die energiereichere Linie: $1063,9 \pm 0,3 \text{ keV}$. Bi^{207} ist besonders bei Gamma-Gamma-Koinzidenzen als Testquelle geeignet.
Daniel.

7491 R. D. Bent, T. W. Bonner, J. H. McCrary and W. A. Ranken. *Gamma rays from the reactions $\text{Be}^9 (\alpha, n \gamma) \text{C}^{12}$, $\text{C}^{13} (d, p \gamma) \text{C}^{14}$, $\text{N}^{14} (d, p \gamma) \text{N}^{15}$ and $\text{N}^{14} (d, n \gamma) \text{O}^{15}$.* Phys. Rev. (2) **100**, 771—774, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Houston, Tex., The Rice Inst.) Zur Untersuchung der Gamma-Strahlung aus dem Beschuß leichter Kerne mit Alpha-Teilchen oder Deuteronen aus einem VAN DE GRAFF wurde ein magnetisches Linsen-Paarspektrometer verwendet. Gemessen wurde mit innerer und äußerer Paarbildung. Beim Beschuß von Be^9 mit 4,3 MeV-Alphas fand man eine einzige Gamma-Linie von $4,48 \pm 0,06 \text{ MeV}$ (auf DOPPLER-Effekt korrigiert). Es wurde keine Linie (Strahlung) von 7,6 MeV (3,2 MeV) mit einer Intensität größer als 5% (8%) der der 4,48 MeV-Linie (Strahlung) beobachtet. Die innere Paarbildung hängt von der Energie und dem Multipolcharakter des Übergangs ab, die äußere nur von der Energie. Durch den Vergleich beider wurde bei $\text{C}^{13} (d, p \gamma) \text{C}^{14}$ der Multipolcharakter der 6,1 MeV und 6,7 MeV-Gammas untersucht: Wenn der 6,1 MeV-Übergang E 1 ist, so ist der 6,7 MeV-Übergang wohl E 2; jedoch können E 1, M 1 und E 3 nicht ausgeschlossen werden. Wie sich aus den Gammas von $\text{N}^{14} (d, n \gamma) \text{O}^{15}$ und $\text{N}^{14} (d, p \gamma) \text{N}^{15}$ ergab, ist der (d, p)-Querschnitt bei 2,4 MeV-Beschußenergie um den Faktor 2,6 größer als der (d, n)-Querschnitt, während die beiden Querschnitte bei 5,3 MeV etwa gleich sind.
Daniel.

7492 R. D. Bent, T. W. Bonner, J. H. McCrary and W. A. Ranken. *Gamma rays from the deuteron bombardment of Al^{27} and P^{31} .* Phys. Rev. (2) **100**, 774—776, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Houston, Tex., The Rice Inst.) Die Gamma-Strahlung vom Beschuß von Al^{27} und P^{31} mit 4,6 MeV-Deuteronen aus einem VAN DE GRAFF wurde über die inneren oder äußeren Paarlinien mit einem magnetischen Linsenspektrometer gemessen. Al^{27} : Gammas von $6,9 \pm 0,1$; $7,38 \pm 0,06$; $7,55 \pm 0,06$; $7,91 \pm 0,04$; $8,28 \pm 0,04$; $8,75 \pm 0,04$; $9,08 \pm 0,04$; $9,45 \pm 0,08$; $9,87 \pm 0,08$; $10,7 \pm 0,2$ in MeV. P^{31} : Gammas von $4,41 \pm 0,04$; $4,71 \pm 0,04$; $4,94 \pm 0,04$; $5,29 \pm 0,04$; $5,79 \pm 0,04$; $6,11 \pm 0,04$; $6,84 \pm 0,04$; $7,46 \pm 0,08$; $8,16 \pm 0,04$; $8,53 \pm 0,04$ in MeV. Die angegebenen Energien sind auf DOPPLER-Effekt korrigiert. Für die meisten Linien sind die folgenden Daten tabelliert. Unkorrigierte Energie, korrigierte Energie, Ausbeute (Gammas pro Deuteron), totaler Querschnitt, Zuordnung (Isotop und Niveaus, zwischen denen der Übergang stattfindet).
Daniel.

7493 Melvin Reier and Morris H. Shamos. *Neutron-capture gamma-ray spectra of V, Co, Ti, Fe, Cr, Au, Mn and I.* Phys. Rev. (2) **100**, 1302—1308, 1955, Nr. 5. (1. Dez.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.; New York, N. Y., New York Univ., Washington Square Coll.) Es wurden die prompten Gammastrahlungen in dem niederenergetischen Bereich von 100 keV bis 2,5 MeV untersucht, welche beim Einfang thermischer Neutronen bei acht verschiedenen Elementen auftraten. Als Neutronenquelle stand der Brookhaven-Reaktor zur Verfügung. Zur Bestimmung der Gamma-Energien wurden NaJ (Tl)-Kristalle in Verbindung mit K 1186 Du Mont Multipliern benutzt, derart, daß man außer mit einem einfachen Szintillationsspektrometer mit Hilfe von vier weiteren Multipliern auch mit einem COMPTON-Spektrometer arbeiten konnte. Zur Aufnahme der Spektren wurde die Graukeil-Oszilloskop-Methode benutzt. Soweit als möglich wurden die erhaltenen Daten mit den Resultaten anderer Autoren verglichen und die vorgeschlagenen Niveauschemata diskutiert. K. Mayer.

7494 William C. Beggs, Berol L. Robinson and Richard W. Fink. *Gamma rays in the decay of barium-131.* Phys. Rev. (2) **101**, 149—152, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Fayetteville, Ark., Univ.) Es wurde das Gamma-Spektrum nach Elektroneneinfang in Ba¹³¹ mit einem automatischen Einkanal-Szintillationsspektrometer bei verschiedenem Abstand Quelle-Zähler aufgenommen. Die chemische Reinigung der Quelle aus im Pile bestrahltem Ba ist beschrieben. Man fand die folgenden Gamma-Energien in keV (in Klammern die relativen Intensitäten): 122 (198); 214 (148); 372 (100); 496 plus Satellit (360); 620 (33); 823 ± 20 (2,0); 917 ± 15 (7,2); und 1032 ± 15 (11,0). Die letzten drei Linien sind neu; ihre Zuordnung zu Ba¹³¹ wurde durch chemische Reinigung und Verfolgen des Abfalls gesichert. Summationsuntersuchungen ergaben: Die 620 keV-Strahlung ist die crossover-Strahlung der 122 keV- und 496 keV-Übergänge; für die drei neuen Gammas wurde keine Summation gefunden. Es wurde ein Peak bei 83 keV beobachtet, der wohl auf unaufgelöste Gammas zurückzuführen ist. Bei 10 keV wurde keine Strahlung gefunden. Der Abfall von Ba¹³¹ wurde mit einem Beta-Proportionalzähler über 9 Halbwertszeiten verfolgt; die Halbwertszeit ergab sich zu 11,52 ± 0,08 d. Das Verhältnis der Aktivierungsquerschnitte für Ba¹³¹ und langlebigeres Ba¹³³ im Pile wurde zu 1,2 ± 0,3 bestimmt. Daniel.

7495 J. Burde and S. G. Cohen. *Recoil broadening of internal conversion lines associated with alpha decay.* Phys. Rev. (2) **101**, 495—496, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) Berichtigung ebenda **102**, 1689, Nr. 6. (15. Juni.) (Jerusalem, Israel, Hebrew Univ., Dep. Phys.) Gemessen wurden mit einem Linsenspektrometer (1) die Profile der A- und F-Linie von aktivem Th-Niederschlag bei 0,8% Auflösung und (2) das Profil der A-Linie in Koinzidenz und nicht in Koinzidenz mit den 6,04 MeV-Alpha-Teilchen bei 1,2% Auflösung. Bei (1) zeigte sich die A-Linie breiter als die F-Linie (1,0% gegenüber 0,8%), bei (2) die Koinzidenzlinie schmaler und verschoben im Vergleich zur anderen. Die Auswertung der Ergebnisse führte zu dem Schluß, daß die in die Quelle hineingetriebenen Rückstoßkerne ihre Geschwindigkeit verloren hatten, bevor das Konversionselektron emittiert wurde, im Gegensatz zu den ins Vakuum gestoßenen Rückstoßkernen. Die Lebensdauer des 40 keV-Übergangs muß größer als $2 \cdot 10^{-13}$ sec sein (GRAHAM und BELL: kleiner als $7 \cdot 10^{-11}$ sec). Daniel.

7496 R. P. Scharenberg, M. G. Stewart and M. L. Wiedenbeck. *Directional correlation of gamma rays from Sn¹¹⁶.* Phys. Rev. (2) **101**, 689—692, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Harrison Randall Lab.) Durch Aufnahme des einfachen Gamma-Spektrums und des Summationsspektrums von In^{116m} wurde das von SLÄTIS et al. angegebene Zerfallsschema für In^{116m} bestätigt. Zur Messung der Richtungskorrelationen der Gamma-Gamma-Kaskaden wurden

zwei Szintillationsspektrometer (mit Energieausblendung) in Koinzidenz verwendet. Die Quellen wurden durch Bestrahlen von In-Metall mit Streuneutronen aus einem Zyklotron hergestellt. Für die Koeffizienten A_2 und A_4 der Entwicklung der Korrelationsfunktion nach Kugelfunktionen wurden bestimmt: 1,49—1,27 MeV-Kaskade, $A_2 = 0,120$, $A_4 = 0,033$, entsprechend der Sequenz 4 (Q) 2 (Q) 0 für Spins und Strahlungen; 1,09—1,27 MeV-Kaskade, $A_2 = 0,099$, $A_4 = 0,000$, Sequenz wie oben; 0,40—2,09 MeV-Kaskade, $A_2 = 0,038$, $A_4 = 0,234$, Sequenz 2 (D, Q) 2 (Q) 0; 0,80—1,27 MeV-Kaskade (nur partiell herausgesiebt), $A_2 = 0,120$, $A_4 = 0,139$, entsprechend einer Überlagerung von 2 (D, Q) 2 (Q) 0 und 4 (Q) 2 (Q) 0. Mit diesen Resultaten ergeben sich die folgenden Spins: 1,27 MeV-Niveau, Spin 2; 2,09 MeV, 2; 2,36 MeV, 4; 2,49 MeV, 2; und 2,75 MeV, 4.

Daniel.

7497 H. D. Holmgren, M. L. Bullock and W. E. Kunz. *Angular distributions of protons from Be^9 (He^3 , p) B^{11}* . Phys. Rev. (2) **100**, 436, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Washington, D. C., Naval Res. Lab.) Die Winkelverteilung der beiden ersten Protonengruppen aus der Reaktion $Be^9(He^3, p)B^{11}$ mit 2 MeV- He^3 -Teilchen wurde mit Photoplaten gemessen. Beide Winkelverteilungen sind asymmetrisch um 90° insbesondere die der Protonengruppe, die B^{11} im ersten angeregten Zustand zurückläßt. Dies ist ein Hinweis dafür, daß nicht nur Zwischenkernbildung sondern auch Stripping stattfindet. Zwei weitere Protonengruppen werden noch untersucht.

Knecht.

7498 Karl Wildermuth. *Bemerkungen zur Born-Oppenheimerschen Näherung für die Behandlung von Stoßproblemen*. Z. Naturf. **8a**, 284—292, 1953, Nr. 5. (Mai.) (Göttingen, Max-Planck-Inst. Phys.) Verf. betrachtet folgendes eindimensionales Zweikörper-Problem: Teilchen 1 fällt mit Impuls k_0 ein und wird am Ursprung gestreut. Teilchen 2 ist an den Ursprung gebunden, sämtliche Wechselwirkungen werden durch ein δ -Funktion-Potential beschrieben, Behandlung der Streuung in (BORN-) OPPENHEIMERSCHER Näherung. Das Beispiel zeigt folgendes: Obwohl die Wellenfunktion 0-ter Näherung symmetrisch (bzw. antisymmetrisch) angenommen wird, liefert das Näherungsverfahren keine symmetrische (bzw. antisymmetrische) Streuwellenfunktion. Es treten physikalisch nicht sinnvolle Glieder auf, die nur wegen des Abbrechens des Verfahrens bei bestimmter Näherung von Null verschieden werden, und die für kleine Energien viel zu große Wirkungsquerschnitte liefern.

Grawert.

7499 P. Urban und K. Wildermuth. *Über die Konvergenz des Bornschen Näherungsverfahrens*. Z. Naturf. **8a**, 594—598, 1953, Nr. 10. (Okt.) Berichtigung ebenda S. 678. (Graz, Univ., Inst. theor. Phys.; Göttingen, Max-Planck-Inst. Phys.) An Hand von Beispielen, die sich auch exakt lösen lassen, untersuchen Verf. die Konvergenz des BORNschen Verfahrens zur Behandlung von Streuproblemen in Abhängigkeit von Streupotential und Stoßenergie.

Grawert.

7500 N. G. van Kampen. *Completeness of stationary scattering states. II*. Physica, 's Grav. **21**, 579—588, 1955, Nr. 7. (Juli.) (Leiden, Univ., Inst. Lorentz.) Die Frage ist, ob für eine S-Matrix, die in der oberen Hälfte der komplexen z-Ebene nicht holomorph ist, die stationären Streuzustände noch einen vollständigen Satz darstellen. Es wird gezeigt, daß es möglich ist, eine explizite Entwicklung einer beliebigen Funktion bezüglich dieses Satzes zu finden, so daß ein beliebiger Anfangszustand berechnet werden kann. Die Emission kann beschrieben werden durch geeignete Superposition von stationären Zuständen derart, daß die Wellenfunktion anfänglich verschwindet. Resonanzniveaus und angeregte Zustände können jedoch nur eindeutig bestimmt werden, wenn eine analytische Fortsetzung von S möglich ist.

Knecht.

7501 Abdus Salam and P. T. Matthews. *Fredholm theory of scattering in a given time-dependent field.* Phys. Rev. (2) **90**, 690—695, 1953, Nr. 4. (15. Mai.) (Cambridge, Engl., St. John's Coll.; Lahore, Pakistan, Government Coll.; Cambridge, Engl., Cavendish Lab.) Es wird gezeigt, daß die relativistische Lösung nach FEYNMAN und DYSON für die Streuung eines Elektrons (oder die Paarerzeugung) an einem gegebenen äußeren zeitabhängigen Feld, die als Entwicklung nach der Feldstärke angegeben ist, gerade die FREDHOLMSche Resolvente der zugehörigen Integralgleichung darstellt und somit die eindeutige und absolut konvergente Lösung für jede Feldstärke liefert. Dieses Ergebnis beruht darauf, daß im betrachteten Fall die FREDHOLMSche Determinante gleich dem Vakuum Erwartungswert ist. Der statische Fall wird gesondert betrachtet.

Böhning.

7502 S. Courtenay Wright. *Phase shift formulas for nucleon-nucleon scattering.* Phys. Rev. (2) **99**, 996—998, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Nucl. Stud.) Solange man eine befriedigende Theorie der Kernkräfte nicht zur Verfügung hat, besteht die Hauptaufgabe von Kernstreuungsexperimenten in der Bestimmung der phase shifts δ und der Mischparameter ϵ der für die Streuung verantwortlichen Partialwellen. Der Vorgang der Analyse ist skizziert. Verf. leitet die Streumatrix für Nukleon-Nukleon-Streuung direkt ab; die Ableitung geschieht ähnlich wie bei LEPORE für den Fall der Streuung eines Teilchens mit Spin $1/2$ an einem spinlosen Teilchen. Die Behandlung ist nichtrelativistisch und nimmt Gültigkeit der Ladungsunabhängigkeit an. Die Formeln werden explizit angegeben. Die Beziehung zwischen der hier gegebenen Ableitung und der Beschränkung für die Streumatrix wegen der Invarianz bei Zeitumkehr wird diskutiert.

Daniel.

7503 Jacob Neufeld and R. H. Ritchie. *Density effect in ionization energy loss of charged particles.* Phys. Rev. (2) **99**, 1125—1128, 1955, Nr. 4. (15. Aug.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Es wird eine strengere Begründung für die von AAGE BOHR getroffene Feststellung gegeben, daß für ein einfallendes Teilchen relativistischer Geschwindigkeit der elektrostatische Effekt der umgebenden Elektronen vernachlässigbar ist und der Hauptfaktor in der Abschirmung auf elektromagnetischen Wechselwirkungen beruht, die den Stoßparameter auf einen Wert c/Ω beschränken, wo $\Omega = (1/4 \pi n e^2/m)^{1/2}$ und n die Elektronendichte im Medium ist. (Übersetzung d. Zusammenf.).

Daniel.

7504 Edgar Everhart, Gerald Stone and R. J. Carbone. *Classical calculation of differential cross section for scattering from a Coulomb potential with exponential screening.* Phys. Rev. (2) **99**, 1287—1290, 1955, Nr. 4. (15. Aug.) (Storrs, Conn., Univ. Phys. Dep.) Als abgeschirmtes COULOMB-Potential wird $V = (Z_1 Z_2 e^2/r) \exp(-r/a)$ genommen; $a = a_0/(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}$ mit a_0 = Radius der ersten Wasserstoffbahn. Parameter ist a/b ; $b = Z_1 Z_2 e^2/(1/2 \text{ mv}^2)$ ist bei kleinem b/a ein gutes Maß für die Ausdehnung des Streuzentrums. Eine klassische Bahnrechnung sollte, wie gezeigt wird, für die meisten Stöße zwischen Atomen mit Kernen der Ladung Z_1 bzw. Z_2 im Energiebereich von einigen hundert eV bis einigen hundert keV richtige Ergebnisse liefern außer bei sehr kleinen Winkeln. Die Rechnungen werden nach zwei verschiedenen Methoden ausgeführt, eine für große und eine nur für kleine Winkel. Tabelliert sind r_0/b , p/b und $\sigma(\theta)/b^2$ für θ zwischen $0,01 \pi$ und π und b/a zwischen 0 und 10; r_0 = kürzester Abstand, p = Stoßparameter. Die Querschnitte sind auf 2% genau.

Daniel.

7505 H. E. Gove. *Elastic scattering of protons, deuterons and alpha particles from heavy elements.* Phys. Rev. (2) **99**, 1353—1355, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Lab. Nuci. Sci. Engng.) Verf. hat die elastische Streuung von 7,8 MeV-Protonen an Au^{197} , 27,5 MeV- α -Teilchen an Au^{197} und 15,2 MeV-

Deuteronen an Pb^{208} und Bi^{209} als Funktion des Streuwinkels gemessen. Mit Ausnahme der Protonenstreuung fällt das Verhältnis des gemessenen Streuquerschnitts zum COULOMB-Streuquerschnitt von einem gewissen Streuwinkel an steil ab. Dieser Winkel liegt bei 50° für die α -Teilchen (Au^{197}) und bei 30° für die Deuteronen (Pb^{208} und Bi^{209}). Die elastische Deuteronenstreuung an Gold bei 30° geht im Energieintervall 8,5 — 15,2 MeV etwa proportional E^{-2} . Knecht.

7506 Charles J. Goebel, Robert Karplus and Malvin A. Ruderman. *Momentum dependence of phase shifts.* Phys. Rev. (2) **100**, 240—241, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab., Dep. Phys.) Es wird eine untere Grenze für die Impulsableitung der Streu-phase-shifts eines relativistischen neutralen Zweiteilchensystems abgeleitet. Der Beweis basiert auf der Unitarität der partiellen S-Matrix, die sich auf eine einzelne phase shift bezieht, und auf der Vollständigkeit der asymptotischen Wellenfunktionen für Streuer und gestreutes Teilchen im Schwerpunktsystem in einem gegebenen Drehimpulszustand außerhalb eines gewissen Radius r_0 . Die Diskussion beschränkt sich auf S-Wellen. Analoge Sätze gelten für andere Drehimpulse. Daniel.

7507 R. J. Glauber. *Cross sections in deuterium at high energies.* Phys. Rev. (2) **100**, 242—248, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Lyman Lab. Phys.) Neue Messungen bei hohen Energien zeigen an, daß die totalen Querschnitte für Stöße sowohl von Nukleonen als auch von π -Mesonen mit Deuteronen merklich kleiner sind als die Summen der entsprechenden Querschnitte für freie Neutronen und Protonen. Es wird ein Formalismus für die Berechnung der Querschnitte des Deuterons entwickelt, der auf der Annahme basiert, daß die Wechselwirkungen des einfallenden Teilchens mit dem Neutron und Proton einzeln mit den allgemeinen Methoden der Beugungstheorie behandelt werden können. Es wird gezeigt, daß die Nichtadditivität der Querschnitte der freien Teilchen großenteils auf „Verfinsterungen“ zurückzuführen ist, bei denen entweder das Neutron oder das Proton im Schatten des andern Teilchens liegt, ein Effekt, bei dem quantenmechanische Beugung eine wesentliche Rolle spielt. Es wird gefunden, daß einfache Darstellungen der Wechselwirkungen bei hoher Energie und der Wellenfunktion des Deuterons im Grundzustand zu Querschnittsdefekten der beobachteten Größe führen. (Übersetzung d. Zusammenfg.) Daniel.

7508 Paul I. Richards. *Multiple isotropic scattering.* Phys. Rev. (2) **100**, 517 bis 522, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Arlington, Mass., Techn. Operations, Inc.) Es wird ein Formalismus für die näherungsweise Lösung von Problemen des Transports von Strahlung oder Teilchen durch isotrope Streuung mit Absorption entwickelt. Die Ableitung geht direkt von der strengen Transportgleichung aus und basiert auf einer Reihenentwicklung für Integrale vom HELMHOLTZschen Typ. Zeitabhängige Probleme liegen außerhalb des Rahmens dieser Arbeit, können aber auf zeitunabhängige reduziert werden. Obgleich die vorgelegte Theorie stark der Diffusionstheorie ähnelt und in etwa gleichem Maße mühsam ist, zeigt der Vergleich mit den verfügbaren strengen Lösungen, daß die Resultate genauer sind als die der Diffusionstheorie, besonders in stark absorbierenden Medien und in quellenahen Gebieten. Überdies werden einige Zweideutigkeiten und Schwierigkeiten bei der Ausdehnung der Diffusionstheorie vermieden. So geht aus der Ableitung selbst hervor, welche Schritte unternommen werden müssen, um die Genauigkeit zu erhöhen, im Gegensatz zur Diffusionstheorie. Anwendungen seiner Theorie hofft der Verf. nächstens vorzulegen. Daniel.

7509 Bryce S. DeWitt. *State-vector normalization in formal scattering theory.* Phys. Rev. (2) **100**, 905—911, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Rad. Lab.) Das bekannte Problem der Normalisierung von Zustandsvektoren und,

in den Feldtheorien, das verwandte Problem der Ladungsrenormalisierung kommen, wie gezeigt wird, in die durch LIPPMANN und SCHWINGER eingeführte formale Streutheorie auf natürliche Art und Weise herein. Die für die Behandlung dieser Probleme notwendigen mathematischen Argumente werden vollständig im Rahmen der formalen Theorie entwickelt und führen zu den üblichen Regeln für die Konstruktion der renormalisierten S-Matrix und des Rückwirkungsoperators (reactance operator), vorausgesetzt, daß die Massenrenormalisierung simultan ausgeführt wird und die wechselseitigen Beziehungen zwischen gestörten und ungestörten Eigenzuständen auf „natürliche Weise“ aufgestellt werden. (Übersetzung d. Zusammenf.)

Daniel.

7510 C. E. Porter. *Cross sections and the complex potential*. Phys. Rev. (2) **100**, 935—936, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Upton, Long Island, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Eine Reihe von Rechnungen hat die Bedeutung der Verwaschenheit der Kanten eines komplexen Potentials bei Streuproblemen aufgezeigt. Verf. leitet eine ziemlich einfache Beziehung zwischen den Querschnittsverhältnissen und dem Imaginärteil des Potentials ab und beschränkt sich dabei der Kürze halber auf S-Wellen. Näher besprochen werden die Theorie der effektiven Reichweite und Messungen bei Neutronen kleiner Energie.

Daniel.

7511 Jean Snover Goldberg, Hartland S. Snyder and William T. Scott. *Mean-value calculations for spatial multiple scattering*. Phys. Rev. (2) **100**, 1013—1014, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.; Northampton, Mass., Smith Coll.) Verff. berechneten fünf Arten von Mittelwerten der Streuwinkel in der räumlichen (dreidimensionalen) Theorie der Vielfachstreuung von MOLIERE und SNYDER-SCOTT: arithmetisches Mittel, Halbweite, $1/e$ -Weite, Mittelwert und GAUSSsche Weite (an die Streuung beim Winkel Null angepaßt). Die Resultate sind als einfache Interpolationsformeln dargestellt, die innerhalb 1% gelten. Diese Formeln haben alle die Gestalt $A + B \log \Omega$ mit Ω = mittlerer Anzahl der Streuprozesse.

Daniel.

7512 H. Ekstein. *Theory of time-dependent scattering for multichannel processes*. Phys. Rev. (2) **101**, 880—890, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Chicago, Ill., Inst. Technol. Armour Res. Found.) Die bestehende zeitabhängige formale Streutheorie ist nur für den einfachsten Fall gültig. Die Theorie wird auf den allgemeinen Fall von Stößen mit rearrangement unter Einschuß des Falls ausgedehnt, wo alle oder einige Teilchen ununterscheidbar sind. Die hervorstechende Eigenschaft des Streuprozesses ist das Vorhandensein von asymptotisch konstanten beobachtbaren Größen. Der formale Ausdruck dieser Tatsache ist die Existenz eines Systems von Basisfunktionen Φ_n , so daß, wenn der SCHRÖDINGER-Zustand als eine Linearkombination $\int c(n, t) \exp(-i E_n t) \Phi_n dn$ geschrieben wird, die Koeffizienten c zeitunabhängige Grenzwerte $c_{\pm}(n)$ für $t = \pm \infty$ haben, deren Quadrate beobachtbare Wahrscheinlichkeiten sind. Während im einfachsten Fall die Φ_n Eigenfunktionen des ungestörten HAMILTON-Operators sind, bilden sie im allgemeinen ein nichtorthogonales und linear nichtunabhängiges System, das explizit gegeben werden kann, aber es gibt keinen linearen Operator, dessen Eigenfunktionen sie sind. Als Folge davon ist es unmöglich, eine Wechselwirkungsdarstellung zu definieren, in der die Zustände asymptotische Grenzwerte haben, und es existiert kein linearer S-Operator. Es wird eine S-Matrix definiert, und es wird gezeigt, daß sie mit den Querschnitten in der üblichen Art zusammenhängt. Es wird eine Darstellung der S-Matrix in Termen zeitunabhängiger Lösungen gegeben, und es wird gezeigt, daß sie sich auf die übliche im einfachsten Fall reduziert, aber nicht im allgemeinen. Eine Integralgleichung für die Streuamplitude, die nicht-linear ist, wird gebracht. Sie hat jedoch den Vorteil, den Beitrag gebundener Zu-

stände zusätzlich zur BORNschen Näherung direkt herauszustellen. Es werden Unitaritäts- und Reziprozitätsbeziehungen für den allgemeinen Fall abgeleitet. (Übersetzung d. Zusammenfg.) Daniel.

7513 Vidar Risberg. *On a new method for calculation of scattering phase shifts.* Sonderdruck Arch. Math. Naturv. **53**, 1—8, 1954, Nr. 1. H. Ebert.

7514 Harvey E. Wegner, R. M. Eisberg and G. Igo. *Elastic scattering of 40-Mev particles from heavy nuclei.* Phys. Rev. (2) **99**, 640, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Im Streuwinkelbereich von 20° bis 55° (Laborwinkel) wurde mit einem Szintillationsdetektor die Winkelverteilung von elastisch gestreuten 40 MeV- α -Teilchen untersucht. Als Streuer diente Th, Pb, Au, Pt, W und Ta. Das Verhältnis von beobachtetem Streuquerschnitt zu COULOMB-Streuquerschnitt nimmt von einem gewissen Winkel an etwa exponentiell ab. Es wird mit experimentellen und theoretischen Daten verglichen.

Knecht.

7515 H. E. Wegner, R. M. Eisberg and G. Igo. *Elastic scattering of 40-Mev alpha particles from heavy elements.* Phys. Rev. (2) **99**, 825—833, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Upton, Long Isl., N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Die Winkelverteilungen elastischgestreuter 40 MeV- α -Teilchen wurden im Winkelbereich von 21° bis 155° für Ta, Au, Pb und Th gemessen. Das Verhältnis $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_C$ (σ_C = COULOMB-Streuquerschnitt) steigt bei kleinen Winkeln zunächst leicht an, um dann von 30° an exponentiell auf weniger als 0,001 abzufallen. Die Ergebnisse werden mit dem halbklassischen Absorptionsmodell von BLAIR (s. diese Ber. **34**, 2174, 1955) und WHEELER (in Veröffentlichung) verglichen. Bis $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_C = 0,1$ stimmen die experimentellen Werte grob qualitativ mit dem BLAIRschen Modell überein. Das zweite Modell ist dagegen bei größeren Winkeln in qualitativer Übereinstimmung.

Knecht.

7516 Robert E. Ellis and Larry Scheeter. *Elastic scattering of 48,2-Mev alpha particles.* Phys. Rev. (2) **99**, 1044—1045, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Die Streuwinkelverteilungen (Au und Ag) weichen von der COULOMBSchen Verteilung oberhalb 25° bis zu einem Faktor 10^3 bis 10^4 ab. Dies kann nach dem BLAIRschen Modell der direkten Kollision der α -Teilchen mit den Targetkernen zugeschrieben werden. Allerdings ist die BLAIRsche oszillierende Verteilungskurve nur bis zu Winkeln von etwa 40° in qualitativer Übereinstimmung. Beim Silber scheint zwischen 20° und 60° eine Struktur in der gemessenen Streuwinkelverteilung vorhanden zu sein. Neue theoretische Ansätze sollen versucht werden, außerdem soll das experimentelle Material erweitert werden.

Knecht.

7517 C. E. Porter. *Elastic scattering of alpha particles and deuterons by complex nuclei.* Phys. Rev. (2) **99**, 1400—1405, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Upton, Long Isl., N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Die in den letzten Jahren ausgeführten Untersuchungen über elastische Streuung von α -Teilchen (20—40 MeV) und Deuteronen (15 MeV) an schweren Kernen haben gezeigt, daß von einem bestimmten Streuwinkel an (bei fester Energie) die tatsächliche Streuintensität etwa exponentiell von dem COULOMB-Wert abweicht. Dieses Abfallen der Streuintensität wird von dem Verf. theoretisch untersucht. Die angewandte klassische Methode gibt näherungsweise die experimentellen Daten mit α -Teilchen wieder. Der Targetkern wird dabei in seinem Inneren als undurchsichtig und am Rande als teilweise durchsichtig angenommen. Der $1/e$ -Wert der Randzone beträgt $1 \cdot 10^{-13}$ cm und das Verhältnis von Wechselwirkungsradius zu mittlerer freier Weglänge in der Nähe des Kernmittelpunktes liegt zwischen 3 und 4. Die Interpretation der Deuteronenergebnisse ist noch etwas unsicher.

Knecht.

7518 E. Bleuler and D. J. Tendam. *Elastic scattering of 19-Mev alpha particles by Al and Cu.* Phys. Rev. (2) **99**, 1605—1606, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ.)

E. Bleuler and D. J. Tendam. *Elastic scattering of alpha particles from Al and Cu.* Ebenda S. 1652. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Verhältnis des gemessenen Al-Streuquerschnitts zum RUTHERFORDSchen Streuquerschnitt fällt für 19 MeV- α -Teilchen mit zunehmendem Streuwinkel stark ab und schwankt von 25° an um einen Mittelwert von etwa 0,2. Maxima liegen bei $27,5^\circ$; 43° ; 64° ; 87° und 118° . Das Verhältnis von Spitze zu Tal liegt zwischen 2 und 3. Beim Kupfer fällt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von 1 bei 25° auf etwa 0,02 bei 140° . Maxima erscheinen bei 60° ; 80° ; 116° und etwa 142° . Sie sind beträchtlich schwächer als beim Al. Für den Kernradius ergibt sich $R = (1,4 + 1,3 A^{1/3}) 10^{-13}$ cm. Knecht.

7519 D. D. Kerlee, J. S. Blair and G. W. Farwell. *Consistency of nuclear radius determination from elastic scattering of alphas.* Phys. Rev. (2) **99**, 1652, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Washington.) Mit dem fokussierten abgelenkten Strahl des 60 inch-Zyklotrons wurden weitere Streuexperimente an schweren Kernen (Ag, Pb, U) ausgeführt. Bei Winkeln von $41,6^\circ$, 60° und 90° wurden die elastischen Streuquerschnitte im Energiebereich von 14 bis 44 MeV bestimmt. Die damit aus dem halbklassischen Modell mit starker Absorption (BLAIR, s. diese Ber. **34**, 2174, 1955) erhaltenen Kernradien unterscheiden sich für die verschiedenen Beobachtungswinkel nur sehr wenig (1—2%). Knecht.

7520 T. S. Webb, F. B. Hagedorn, W. A. Fowler and C. C. Lauritsen. *Elastic scattering of protons by F^{19} .* Phys. Rev. (2) **99**, 138—145, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Kellogg Rad. Lab.) Verff. untersuchen den differentiellen elastischen Protonenstreuquerschnitt von F^{19} bei Protonenenergien zwischen 550 und 1800 keV bei Schwerpunktwinkeln von 90° , $125,3^\circ$ und $159,8^\circ$ und bei Protonenenergien zwischen 1300 und 1500 keV bei Winkeln von $53,2^\circ$, 60° , 70° , 80° , 100° , 110° und 136° . Deutliche Streuanomalien wurden bei Protonenenergien von 669 (1 +), 843 (0 +), 873 (2 —), 935 (1 +), 1346 (2 —), 1372 (2 —), 1422 (1 +) und 1700 keV beobachtet. Die angegebenen Spin- und Paritätswerte der Ne^{20} -Niveaus müssen gefordert werden oder sind konsistent mit den Meßergebnissen. Bei 340 und 480 keV beim Streuwinkel $159,8^\circ$ wurden keine Anomalien beobachtet. Der relative Stopping-Querschnitt von LiF für Protonen zwischen 400 und 1600 keV wurde ebenfalls gemessen. Knecht.

7521 Elizabeth Urey Baranger. *Analysis of the elastic scattering of protons from F^{19} .* Phys. Rev. (2) **99**, 145—149, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Kellogg Rad. Lab.) Die Streuanomalien (s. vorstehendes Ref.) wurden analysiert. Die Zuordnung von 1 + für die Resonanzen bei 669, 935 und 1422 keV sowie 0 + für die 843 keV-Resonanz muß nach den experimentellen Ergebnissen verlangt werden. Für die übrigen Resonanzen mit 2 + ist eine Zuordnung von 1 — nicht ausgeschlossen. Die partiellen Breiten Γ_p/Γ sowie die reduzierten Breiten für die verschiedenen beobachteten Teilchenreaktionen werden angegeben. Knecht.

7522 Karl Strauch. *Double scattering experiment with 96-Mev protons.* Phys. Rev. (2) **99**, 150—154, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ.) Die Asymmetrie der Streuintensität hinter dem zweiten Streuer wurde bei verschiedenen Streuwinkeln und mit verschiedenen Targets untersucht. Die gefundenen Asymmetrien sind klein. Mit zwei C-Streuern ergab sich bei Streuwinkeln von 20° eine Asymmetrie von $3,6 \pm 1,6\%$. Es wird gefolgert, daß die Polarisation von Protonen unterhalb 130 MeV mit der Energie rasch abnimmt. Knecht.

7523 S. D. Drell and Kerson Huang. *Proton bremsstrahlung.* Phys. Rev. (2) **99**, 686—691, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Lab. Nucl. Sci., Dep. Phys.) Zur Erklärung der Diskrepanz zwischen gemessenem und klassisch berechnetem differentiellern Wirkungsquerschnitt für Protonenbremsstrahlung führen Verff. eine quantenmechanische Rechnung (nach SOMMERFELD) durch. Diese ergibt für die Emission von Dipolstrahlung eines im COULOMB-Feld gestreuten Protonenstrahls gegenüber der klassischen Behandlung in erster Näherung ein zusätzliches Korrektionsglied als Folge der Strahlungsdämpfung des Protons. Für die von anderen Autoren angestellten Versuche, bei denen die 150-keV-Röntgenstrahlung beobachtet wurde, die bei der Streuung von 2-MeV-Protonen an Zinn ($Z = 50$) unter 90° emittiert wird, beträgt diese Korrektion $\approx 25\%$. Sie reicht aus, experimentellen und berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt innerhalb der Meßgenauigkeit miteinander in Einklang zu bringen. Die unerwartet hohe Korrektion ist dadurch zu erklären, daß das Proton neben dem Energieverlust auch eine stärkere Abstoßung vom COULOMB-Zentrum erfährt, wodurch das effektive Dipolmoment reduziert wird. Differentieller und totaler Wirkungsquerschnitt werden angegeben als Funktion der Inelastizität der Streuung $\hbar\omega/E$ (E Protonenenergie, $\omega/2\pi$ Frequenz des emittierten Röntgenquants).

R. Bock.

7524 Francis F. Chen, Christopher P. Leavitt and Anatole M. Shapiro. *Attenuation cross sections for 860-Mev protons.* Phys. Rev. (2) **99**, 857—871, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) In einem Transmissionsexperiment wurden die integralen Winkelverteilungen von 860 MeV-Protonen nach Streuung an Be, C, Al, Cu, Sn und Pb gemessen. Der vom Detektorteleskop aufgespannte Raumwinkel wurde von $1,5^\circ$ bis 20° variiert. Aus den bei schlechter Geometrie gemessenen Querschnitten konnten für die schweren Elemente die unelastischen Querschnitte abgeleitet werden. Bei den leichten Elementen ist diese Bestimmung weniger eindeutig. Es besteht Einklang mit 1,4 BeV-Neutronenquerschnitten. Wegen des COULOMB-Effektes konnten die totalen Wirkungsquerschnitte der schweren Elemente nicht erhalten werden. Bei den leichten Elementen waren rohe Abschätzungen möglich. Die Ergebnisse lassen sich nach dem „optischen“ Modell deuten. Wenn der Nukleon-Nukleonquerschnitt bei dieser Energie mit 45 mbarns angenommen wird, dann ergibt sich eine Absorptionskonstante $K = 0,56 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-1}$ und ein Kernradius $R = (1,25 \pm 0,02) A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

Knecht.

7525 Hugh Bradner and Robert E. Donaldson. *Asymmetry in high-energy p-n-p double charge-exchange scattering.* Phys. Rev. (2) **99**, 890—892, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Die in einem inneren Zyklotrontarget (C oder Ta) beim Beschuß mit sehr energiereichen Protonen produzierten Austauschneutronen trafen nach Kollimation ein zweites gleichartiges Target. Die hierbei entstehenden Austauschprotonen wurden rechts und links von der Neutroneneinfallsrichtung gezählt. Mit zunehmendem Protonenwinkel bis 45° zeigte sich eine von Null aus anwachsende Asymmetrie. Die an Kohlenstoff beobachtete maximale Asymmetrie bei beiden Streuwinkeln von 45° beträgt $10,4 \pm 2,1\%$. Damit ist eine starke n-p-Ladungsaustauschpolarisation an C mit 170 MeV-Neutronen als sicher anzunehmen.

Knecht.

7526 D. A. Bromley and N. S. Wall. *Elastic scattering of 5.25-Mev protons on nickel and copper.* Phys. Rev. (2) **99**, 1029—1030, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Rochester, N. Y., Univ., Dep. Phys.) Die Winkelverteilungen elastisch gestreuter 5,25-MeV-Protonen sind an den benachbarten Elementen Ni und Cu im Winkelbereich von etwa 10° bis 180° gemessen worden. Das Verhältnis zum COULOMB-Streuquerschnitt als Funktion des Streuwinkels weicht für die beiden Streuer oberhalb

40° grundsätzlich verschieden von 1 ab. Man nimmt an, daß dieses verschiedene Verhalten auf die verschiedenen Spins der Ni-Kerne und Cu-Kerne zurückzuführen ist. Die Kernspins der beiden häufigsten Ni-Isotope Ni^{58} und Ni^{60} sind höchstwahrscheinlich Null (gg-Kerne), die Kernspins der Cu-Isotope Cu^{63} und Cu^{65} sind 3/2. Unelastische Gruppen, die einer Anregungsenergie von weniger als 500 keV entsprechen, wurden nicht gefunden.

Knecht.

7527 **L. Marshall.** *Inelastic polarization and nucleon momentum distribution.* Phys. Rev. (2) **99**, 1033—1035, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Nucl. Stud.) Die unelastische p-p-Polarisation ist in ihrer Winkelabhängigkeit ähnlich, jedoch in der Größe kleiner als die freie p-p-Polarisation. Dies kann durch den Einfluß der Impulsverteilung der Protonen im Targetkern erklärt werden. Verf. behandelt das Problem näherungsweise dadurch, daß eine Potentialtiefe von 30 MeV angenommen wird. Außerdem sollen $\frac{2}{3}$ der Protonen in Ruhe sein, während $\frac{1}{3}$ der Protonen etwa 20 MeV im Targetkern haben sollen. Die damit errechnete Polarisation wird mit den experimentellen Ergebnissen von BRADNER und DONALDSON mit 310 MeV-Protonen (Phys. Rev. **85**, 1701, 1954) verglichen. Die Übereinstimmung ist recht ordentlich.

Knecht.

7528 **R. L. Henkel, J. E. Perry jr. and R. K. Smith.** *Breakup of deuterons on H, T, He³, and He⁴.* Phys. Rev. (2) **99**, 1050—1052, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Los Alamos, New Mex., Univ. Calif., Sci. Lab.) Neuere Untersuchungen der Reaktion $\text{T}(\text{d}, \text{n})\text{He}^4$ mit einem „long counter“ und einem U^{235} -Fissionszähler haben gezeigt, daß oberhalb 3,7 MeV Deuteronenenergie neben den energiereichen monoenergetischen Neutronen eine rasch mit E_d ansteigende Ausbeute an energieärmeren Neutronen vorhanden ist. Diese Schwellenenergie entspricht im Schwerpunktsystem gerade der Bindungsenergie des Deuterons, was darauf hinweist, daß die energieärmeren Neutronen durch ein Aufbrechen der Deuteronen am Targetkern entstehen. Zur Bestätigung dieser These werden die Schwellenenergien einiger Deuteronenreaktionen angeführt: $\text{D}(\text{p}, \text{np})\text{H}$ bei $E_p = 3,34$ MeV; $\text{T}(\text{d}, \text{np})\text{T}$ bei $E_d = 3,71$ MeV; $\text{He}^3(\text{d}, \text{np})\text{He}^3$ bei $E_d = 3,71$ MeV; $\text{He}^4(\text{d}, \text{np})\text{He}^4$ bei $E_d = 3,34$ MeV und $\text{D}(\text{d}, \text{np})\text{D}$ bei $E_d = 4,45$ MeV. Bei allen genannten Reaktionen sind die erwähnten Neutronenausbeuten beobachtet worden, nur bei der letzten Reaktion nicht. Dieser letztere Befund kann durch eine Isotopenspin-Auswahlregel erklärt werden. Das Aufbrechen beider Deuteronen oberhalb 8,9 MeV ist jedoch möglich. Die Reaktion $\text{He}^4(\text{d}, \text{np})\text{He}^4$ wäre nach der Isotopenspinregel ebenfalls verboten. Das Auftreten von Neutronen muß daher mit der Stripingreaktion $\text{He}^4(\text{d}, \text{n})\text{He}^5$ erklärt werden, was durch eine um etwa 0,4 MeV höhere gemessene Schwellenenergie bestätigt wird. Die Neutronen aus einer Dreikörperreaktion haben ein kontinuierliches Spektrum.

Knecht.

7529 **R. M. Frank and J. L. Gammel.** *Elastic scattering of protons by He³ and T.* Phys. Rev. (2) **99**, 1406—1410, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Los Alamos Sci. Lab.) Es wird eine Phasenanalyse der elastischen p-He³- und p-T-Streuung angestellt, wobei alle verfügbaren theoretischen Voraussagen benutzt wurden um die Zahl der Parameter zu reduzieren. Die resultierenden Phasenverschiebungen haben alle das erwartete Vorzeichen und eine vernünftige Größe. Zwischen den p-He³- und p-T-Phasenverschiebungen bestehen gewisse Relationen.

Knecht.

7530 **G. Breit.** *Relativistic corrections for high-energy p-p scattering.* Phys. Rev. (2) **99**, 1581—1596, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (New Haven, Conn., Yale Univ.) Es wird gezeigt, daß die Behandlung der Kollision zweier geladener Teilchen mit Hilfe der ersten BORNschen Näherung und dem MOLLERSchen Matrixelement

im Zusammenhang mit dem infiniten Querschnitt bei kleinen Streuwinkeln eine Inkonsistenz enthält. Weiter wird gezeigt, daß eine Energieformel, die für die Zweikörperwechselwirkung mit Hilfe einer frühen Form der HEISENBERG-PAULI-schen Quantenelektrodynamik abgeleitet wurde, die Erweiterung der nichtrelativistischen MOTT-GORDON-Lösung auf das relativistische Zweikörperproblem möglich macht. Die Betrachtung der Kollisionen mit kleinen Streuwinkeln gibt Anlaß zur Vermutung, daß Korrektursterme existieren, auch wenn die erweiterte Theorie nur bis zur Ordnung e^2 gut ist. Die Beiträge der spinabhängigen Terme werden herausgearbeitet und wegen ihres raschen Abfalls mit der Entfernung als Störung behandelt. Eine explizite Superposition der Partialwellen wird vermieden. Die Definition der Phasenverschiebungen im relativistischen Problem wird unter Vernachlässigung der Mesonproduktion diskutiert.

Knecht.

7531 M. E. Ebel and M. H. Hull jr. *Phase shifts for relativistic corrections in high-energy p-p scattering.* Phys. Rev. (2) **99**, 1596—1599, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (New Haven, Conn., Yale Univ.) Die Phasenverschiebungen für die relativistischen Korrekturen der gewöhnlichen COULOMB-Wechselwirkung zweier energiereicher Protonen werden in erster BORNScher Näherung berechnet. Die so erhaltene Streumatrix ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von G. BREIT (s. vorstehendes Ref.).

Knecht.

7532 C. R. Gossett, G. C. Phillips, J. P. Schiffer and P. M. Windham. *Magnetic analysis of the $Be^9(p, p')$ Be^9 and $Be^9(p, pn)$ Be^8 reactions.* Phys. Rev. (2) **100**, 203—206, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Houston, Tex., Rice Inst.) Die Energieverteilung an Be^9 gestreuter Protonen wurde mit einem magnetischen Spektrometer hohen Auflösungsvermögens analysiert. Zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Niveau (2,43 MeV) wurde ein breites asymmetrisches Maximum gefunden mit einem steilen Abfall nach unten entsprechend einem Q-Wert von $-1,675 \pm 0,002$ MeV in Be^9 . Drei Prozesse kommen zur Erklärung dieses Maximums in Frage: (a) Der Dreiteilchen-Zerfall $Be^9(p, pn) Be^8$, (b) der Prozeß $Be^9(p, n) B^9(p) Be^8$ und (c) die inelastische Streuung an einem Be^9 -Niveau. Die beobachtete Asymmetrie der Protonengruppe sowie die Tatsache, daß der Q-Wert in der Nähe der Separationsenergie eines Neutrons von Be^9 liegt, läßt vermuten, daß es sich um den Dreiteilchen-Zerfall handelt. Die Möglichkeit der inelastischen Streuung an einem Be^9 -Niveau kann jedoch nicht ausgeschlossen werden. Für die Anregungsenergie des schon bekannten 2,43-MeV-Niveaus wurde ein Wert von $2,432 \pm 0,004$ MeV ermittelt. Die obere Grenze der Niveaubreite wurde mit einem sehr dünnen Target und durch Vergleich mit der elastisch gestreuten Protonengruppe zu 1 keV bestimmt.

R. Bock.

7533 C. P. Sonett and K. R. MacKenzie. *Relative stopping power of various metals for 20-Mev protons.* Phys. Rev. (2) **100**, 734—737, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Los Angeles, Calif., Univ., Dep. Phys.) Das Bremsvermögen von Ni, Cu, Pb, Ag, Cd, In, Ta, Pt, Au und Th wurde relativ zu Al sorgfältig gemessen. Das Bremsvermögen als Funktion von $\ln Z$ zeigte einige kleine Abweichungen von der linearen Beziehung. Der Wert für Th weicht um 2,6% ab. Die Ergebnisse werden verglichen mit den Werten anderer Autoren.

Knecht.

7534 David Fischer and John Baldwin. *Proton-proton polarization at 170 Mev.* Phys. Rev. (2) **100**, 1445—1447, 1955, Nr. 5. (1. Dez.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab., Dep. Phys.) Die Proton-Proton-Polarisation wurde bei 170 MeV gemessen. Die Meßwerte wurden durch eine Kurve der Form $P = \sin \theta \cos \theta (\alpha + \beta \cos^2 \theta)$ mit $\alpha = 0,31 \pm 0,09$ und $\beta = 0,30 \pm 0,14$ angepaßt. Es wird verglichen mit den Ergebnissen bei anderen Energien.

Knecht.

7535 B. Aarset, R. W. Cloud and J. G. Trump. *Electron emission from metals under high-energy hydrogen ion bombardment.* J. appl. Phys. **25**, 1365—1368,

1954, Nr. 11. (Nov.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Electr. Engng.) Polierte und dann chemisch gereinigte Oberflächen der Metalle Al, Au, Fe, Mg, Ni und Pb werden mit H_1^+ - und H_2^+ -Ionen mit Energien von 0,7 bis 2,0 MeV beschossen und die dadurch verursachte sekundäre Elektronenemission als Funktion des Auftreffwinkels der Ionen und deren Energie mit der gebräuchlichen FARADAY-Käfig-Anordnung gemessen. Die Ergebnisse zeigen, daß die Emission erst längere Zeit nach Beginn des Beschießens konstant wird, daß sie von der Art des Metalles weitgehend unabhängig ist, daß sie für H_1^+ -Ionen etwa dreimal kleiner ist als für H_2^+ -Ionen und daß sie schließlich in dem durchmessenen Bereich mit zunehmender Ionenenergie von Werten von etwa 1,3 bis 0,7 bzw. von 3,7 bis 2,2 abnimmt. Mit einem von etwa 90° bis 30° abnehmendem Glanzwinkel wächst sie um einen Faktor zwei.

H. Mayer.

7536 Norton M. Hintz. *Elastic scattering of protons at 9.9 Mev.* Phys. Rev. (2) **100**, 1794, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Minn.) Schön.

7537 O. Hittmair. *Schalenmodellkopplung und Polarisation von Stripping-Protonen.* Z. Phys. **144**, 449—454, 1956, Nr. 5. (15. März.) (Sydney, Austr., Univ., Phys. Inst.) Bei der Behandlung der Polarisation von Stripping-Protonen wurde bisher stets reine jj-Kopplung der vom Kern eingefangenen Neutronen angenommen. Da dieses Modell aber für leichte Kerne im allgemeinen nicht zutreffend ist, führt Verf. die Berechnung der Protonenpolarisation einer (d, p)-Reaktion unter Zugrundelegung allgemeiner Zwischenkopplung des eingefangenen Neutrons durch. Verf. findet, daß allein der angulare Teil der reduzierten Breite bei einem einzigen l-Wert der eingefangenen Neutronen für die Polarisation der Protonen maßgebend ist. Bei der numerischen Berechnung der Polarisation von N^{13} (d, p) N^{14} -Protonen wird der allgemeine Ausdruck angenähert, indem die Wechselwirkung zwischen dem Kern und dem befreiten Proton auf reine Potentialstreuung beschränkt wird. Die obere Grenze $1/3$ für den absoluten Wert der Polarisation ist aber auf jeden Fall streng gültig.

K. Mayer.

7538 R. J. Glauber. *Deuteron stripping processes at high energies.* Phys. Rev. (2) **99**, 1515—1516, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Lyman Lab. Phys.) Nach SERBER wird beim Strippingeffekt eines der beiden Nukleonen vom Kern absorbiert, während das andere mit seinem Vorwärtssimpuls praktisch ungehindert entkommt. Verf. zeigt nun, daß dieser Reaktionsablauf nicht der einzig mögliche ist, zumal der experimentelle Wirkungsquerschnitt größer ist als der nach SERBER berechnete. Vielmehr wird bereits beim nahen Vorbeifliegen eines Deuterons an dem als schwarzer Scheibe angenommenen Targetkern durch Volumverminderung des kugelsymmetrischen Wellenpakets eine Anregung des Deuterons möglich, was wegen des Fehlens von Anregungszuständen zur Dissoziation führt. Eine halbklassische Abschätzung ergibt, daß dieser Effekt etwa 59% des SERBERSchen Strippingeffekts ausmacht. Die Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie ist jedoch auch damit noch nicht ganz beseitigt. Genauere Rechnungen werden noch ausgeführt.

Knecht.

7539 J. M. Calvert, A. A. Jaffe and E. E. Maslin. *Reduced widths from stripping reactions.* Phys. Rev. (2) **101**, 501—502, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Liverpool, Engl., Univ., Nucl. Phys. Res. Lab.) Aus genauen Querschnittsmessungen von (d, p)- und (d, n)-stripping-Reaktionen kann man bei entsprechenden Niveaus in Spiegelkernen über die reduzierten Breiten der Endniveaus unter Annahme von Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte Schlüsse auf die Begrenzungsradien von Neutronen- und Protonenverteilungen im Kern ziehen. Es kommt auf das Querschnittsverhält-

nis an. Verff. beschossen Targets mit 9 MeV-Deuteronen aus einem Zyklotron und beobachteten gleichzeitig die Protonen mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer plus 100 Kanaldiskriminator und die Neutronen mit einem Spektrometer hoher Lichtstärke für schnelle Neutronen. Meist wurde in den entsprechenden Reaktionspeaks gemessen. Als Targets wurden Be^9 , Cl^{35} , N^{14} , O^{16} und Si^{28} gewählt. Die Verhältnisse der reduzierten Breiten γ_n^2/γ_p^2 wurden mit der BUTLERSchen Theorie und dem GAMOWSchen Radius $(1,7 + 1,22 A^{1/3}) \cdot 10^{-13}$ cm ausgerechnet; sie liegen zwischen 0,58 (Si) und 2,16 (Be), also nahe bei eins. Das bedeutet, daß bei den untersuchten Kernen kein bemerkenswerter Unterschied zwischen Protonen- und Neutronenverteilungen im Kern besteht. Jedoch liegt die Abweichung von eins in einigen Fällen außerhalb der Fehlergrenze und kann wohl schlecht mit Insuffizienz der BUTLERSchen Theorie erklärt werden. Daniel.

7540 D. F. Shaw. *Scattering of 14.3 Mev neutrons by He^4 nuclei.* Proc. phys. Soc., Lond. (A) **68**, 43—45, 1955, Nr. 1 (Nr. 421 A). (1. Jan.) (Oxford, Clarendon Lab.) In einer willkürlich ausgelösten Nebelkammer wurde die Winkelverteilung der von He^4 -Kernen gestreuten 14,3 MeV-Neutronen durch Bestimmung der Richtung und der Energie der Rückstoßkerne gemessen, wobei energiearme Neutronen bei der Auswertung ausgeschlossen wurden. Die Neutronen erhielt man durch Beschuß eines Zr-T-Auffängers mit 400 keV-Deuteronen. Für den Bereich von 20° bis 90° zeigt die Meßkurve für die gestreuten Neutronen gute Übereinstimmung mit der theoretisch abgeleiteten Kurve, während die Messungen über die Rückstreuung keine weiteren Schlüsse zulassen. Röbert.

7541 Albert Okazaki. *Scattering of polarized neutrons by heavy nuclei.* Phys. Rev. (2) **99**, 55—58, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Madison, Wisc., Univ.) Als Funktion der Protonenenergie (2,21 bis 2,40 MeV) wurde die Polarisation der unter einem Winkel von 50° emittierten Li (p, n)-Neutronen durch Messung der Rechts-Links-Asymmetrie nach einer zweiten Streuung ($\pm 90^\circ$) an Sauerstoff bestimmt. ($42 \pm 6\%$). Die Polarisation der Neutronen (380 keV) durch Streuung an mittelschweren und schweren Kernen wurde mit der berechneten (Modell von FESHBACH, PORTER, WEISSKOPF) verglichen. Für Atomgewichte um 100 ergab sich ein gemessener Maximalwert von etwa 20% (theoretisch 40%). Bei den untersuchten leichteren Elementen Cu und Zn ist die gefundene Polarisation positiv und klein gegenüber den großen negativen errechneten Werten. Bei den ganz schweren Elementen (U) gilt dasselbe, jedoch mit umgekehrten Vorzeichen. Da die ebenfalls verglichenen totalen Querschnitte (auch bei Berücksichtigung einer Spin-Bahn-Wechselwirkung) nicht besonders gut übereinstimmen, kann auch bei dem Vergleich der Polarisationen keine bessere Übereinstimmung erwartet werden. Knecht.

7542 B. G. Harvey. *Systematics of neutron capture cross sections.* Phys. Rev. (2) **99**, 333—334, 1955, Nr. 1. (1. Juli.) (Berkeley, Calif., Univ., Radiat. Lab.) Es existiert zwischen den Neutroneneinfangquerschnitten und der Bindungsenergie E des eingefangenen Neutrons bei den schweren Kernen oberhalb Pb^{208} ein Zusammenhang. Mit zunehmender Bindungsenergie wächst der Einfangquerschnitt (einschließlich Fissionsquerschnitt) stärker als exponentiell an: $\sigma \approx 1$ barn bei Kernen mit $E \approx 4$ MeV, $\sigma \approx 1000$ barn bei Kernen mit $E \approx 6,5$ MeV. Da $\sigma \approx 100/D$ (D = Niveaubstand im Zwischenkern in eV) gilt, läßt sich außerdem aus dem angegebenen Diagramm mit einiger Sicherheit entnehmen, daß die Niveaudichten der Zwischenkerne in folgender Reihenfolge abnehmen: uu-Kerne > gu-Kerne > gg-Kerne. Knecht.

7543 B. N. Brockhouse. *Energy distribution of neutrons scattered by paramagnetic substances.* Phys. Rev. (2) **99**, 601—603, 1955, Nr. 2. (15. Jun.) (Chalk River,

Ont., Can., Atomic Energy Can., Phys. Div.) Langsame Neutronen erleiden eine Energieänderung bei magnetischer Streuung in einem paramagnetischen Material. Verf. untersuchte sowohl die Winkelverteilung als auch die Energieverteilung von 0,05 eV-Neutronen nach Streuung in Mn_2O_3 und MnSO_4 mit Hilfe eines Kristallspektrometers. Die Winkelverteilung beim Mn_2O_3 (starke Kopplung der Mn-Ionen) zeigt etwas Struktur. Die beim Streuwinkel von $11^\circ 20'$ aufgenommene Energieverteilung ist etwas asymmetrisch und etwas breiter als die Berechnung von VAN VLECK angibt. Diese Effekte fehlen beim MnSO_4 (schwache Kopplung der Mn-Ionen). Knecht.

7544 E. G. Joki, L. G. Miller and J. E. Evans. *Total neutron cross sections of Na, K and Rb in the 0,03- to 10-ev region.* Phys. Rev. (2) **99**, 610, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Phillips Petrol. Co.) Der Streuquerschnitt des freien Atoms wurde aus Transmissionsmessungen an metallischem Natrium, Kalium und Rubidium bestimmt. Ergebnis: $3,2 \pm 0,1$ barn für Na, $2,04 \pm 0,1$ barn für K. Der Wert des Rb wird noch nicht angegeben, da er wegen seiner 5%igen Cs-Verunreinigung noch korrigiert werden muß. Knecht.

7545 R. S. Carter, D. J. Hughes and H. Palevsky. *Energy distribution of cold neutrons scattered by lattice vibrations.* Phys. Rev. (2) **99**, 611, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Die Wechselwirkung von Neutronen mit den Gitterschwingungen eines Kristalls läßt sich direkt durch die Messung des Energiespektrums der gestreuten Neutronen messen. Voraussetzung ist dabei nur, daß die Energie der primären Neutronen klein ist, d. h., die unelastisch gestreuten Neutronen müssen eine höhere Energie haben als die primären Neutronen. Ein gefilterter Neutronenstrahl, aus dem Brookhaven-Reaktor mit einer Wellenlänge größer als $4,5 \text{ \AA}$ und einer Intensität von $10^6/\text{cm}^2 \text{ sec}$ stand zur Untersuchung an Beryllium und Vanadium zur Verfügung. Die gestreuten Neutronen wurden nach der Goldabsorptionsmethode analysiert. Die am Be gestreuten Neutronen hatten hauptsächlich Wellenlängen um $1,5 \text{ \AA}$ in Übereinstimmung mit einfachen theoretischen Überlegungen. Die am Vanadium gestreuten Neutronen zeigten zum größten Teil keine Energieänderung, was ebenfalls zu erwarten war. Nach der geschilderten Methode kann das Problem der experimentellen Untersuchung des Schwingungsspektrums von Kristallen angepackt werden. Knecht.

7546 H. Palevsky, D. J. Hughes and R. L. Zimmerman. *Inelastic scattering of cold neutrons by the lattice vibrations of crystalline solids.* Phys. Rev. (2) **99**, 611 bis 612, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Wenn die Neutronenwellenlänge größer als die doppelte Gitterkonstante eines Kristalls ist, dann ist die BRAGGSche Bedingung nur in Vorwärtsrichtung erfüllt, und der in einem Transmissionsexperiment gemessene Querschnitt wird von der Absorption, der inkohärenten elastischen Streuung und der unelastischen Wechselwirkung mit den Gitterschwingungen gebildet. Wählt man Substanzen mit kleiner Absorption, dann kann die Änderung des totalen Querschnitts als Funktion der Proben temperatur und der Neutronenwellenlänge und damit die unelastische Streuung experimentell bestimmt werden. Untersuchungen dieser Art wurden seit Jahren an Be, C, Mg, Al, Fe, Cu, Zr, Pb, Bi ausgeführt. Diese Elemente haben eine einfache Kristallstruktur und liegen in einem weiten Bereich der DEBYE-Temperaturen. Die Proben temperaturen lagen zwischen 100° und 1000° K , die Energie der einfallenden Neutronen entsprach Temperaturen zwischen $2,5^\circ \text{ K}$ und 60° K . Die theoretische Behandlung des Problems ist in mehreren Arbeiten durch Näherungsmethoden versucht worden. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist mit Ausnahme weniger Fälle schlecht. Knecht.

7547 John W. Nestlie Jr. and Arthur I. Berman. *Neutron velocity distribution in an infinite scattering medium with finite absorption.* Phys. Rev. (2) **99**, 612, 1955,

Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Pratt & Whitney Aircraft.) Es wurde die Härtung eines Neutronenspektrums in bezug auf die MAXWELLSche Verteilung berechnet in einem Medium von konstantem Streuquerschnitt, in dem kleine Mengen von hochabsorbierendem Material verteilt sind, dessen Absorptionsquerschnitt umgekehrt proportional der Geschwindigkeit ist. Knecht.

7548 A. Langsdorff jr. and R. O. Lane. *Angular distributions of scattering of moderate energy neutrons*. Phys. Rev. (2) **99**, 621, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Argonne Nat. Lab.) Neutronen aus der Reaktion $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ mit einer Energie von 0,1 — 1,5 MeV wurden an verschiedenen Kernen gestreut und in fünf gleichen Detektoren nachgewiesen. Zwischen elastischer und unelastischer Streuung wurde nicht diskriminiert. Die gemessenen Streuquerschnitte sind in Übereinstimmung mit bereits früher veröffentlichten Daten. Knecht.

7549 W. G. Cross and R. G. Jarvis. *Elastic scattering of 14,6-Mev neutrons*. Phys. Rev. (2) **99**, 621, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Chalk River Lab.) Die Neutronen aus der Reaktion $\text{T}(d, n)\alpha$ wurden bei 25 Winkeln zwischen 10° und 125° (Mg und Bi) in Koinzidenz mit dem kollimierten α -Strahl der Reaktion $\text{T}(d, n)\alpha$ mit Plastiksintillatoren nachgewiesen. Registriert wurden nur Neutronen von mehr als 11 MeV. Minima in der Winkelverteilung ergaben sich für Mg bei 44° und 113° ; für Ca bei 40° und 75° ; für Cd bei 38° und 85° , für Ta bei 30° , für Bi bei 27° und 57° . Der untersuchte Winkelbereich bei Ca, Cd und Ta war kleiner als oben für Mg und Bi angegeben. Knecht.

7550 Ira L. Morgan. *Interaction of 3,7 Mev neutrons with Al, S, Fe and Cu*. Phys. Rev. (2) **99**, 621, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Texas.) Die elastische Streuung wurde mit einer Ringgeometrie zwischen 10° und 150° gemessen. Die Ergebnisse an Fe und Al sind in Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen. Die Streukurven werden mit verschiedenen Theorien verglichen. Die durch unelastische Streuung produzierte γ -Strahlung wurde mit einem 20-Kanaldiskriminator untersucht und mit den Ergebnissen anderer Autoren bei 3,2 MeV verglichen. Beim Fe und Cu zeigten sich weitere γ -Linien bei höherer Energie. Knecht.

7551 J. B. Weddell, B. Jennings and R. L. Hellens. *Scattering of 4,4 Mev neutrons by C, Ca, Fe and Zr*. Phys. Rev. (2) **99**, 621, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Westinghouse Res. Lab.; Westinghouse Electr. Corp.) Verff. untersuchten die Neutronenspektren bei einem Streuwinkel von 90° mittels der photographischen Rückstoßprotonenmethode. Die Ergebnisse an Fe wurden verbessert. Die Methode erlaubt die Lokalisierung von Energieniveaus in Fe^{56} und Zr sowie die Bestimmung des differentiellen elastischen und unelastischen Streuquerschnitts. Einige Daten des differentiellen elastischen Streuquerschnitts bei 90° : C, $0,061 \pm 0,016$ barn/sterad; Ca, $0,053 \pm 0,013$; Fe, $0,076 \pm 0,020$; Zr $0,096 \pm 0,024$. Differentieller unelastischer Streuquerschnitt für die ersten vier Anregungszustände des Fe^{56} : (0,85 MeV), $0,036 \pm 0,010$ barn/sterad; (2,05), $0,021 \pm 0,007$; (2,58), $0,012 \pm 0,006$; (2,90), $0,020 \pm 0,013$; für Zr: (2,2), $0,009 \pm 0,004$; (2,8), $0,008 \pm 0,004$. Knecht.

7552 Vaughn Culler and R. W. Waniek. *Total cross sections for high-energy neutrons*. Phys. Rev. (2) **99**, 740—748, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Cyclotron Lab.) Die totalen Wirkungsquerschnitte von zwölf Elementen wurden für verschiedene Neutronenenergien zwischen 60 und 110 MeV gemessen. Als Neutronenquelle diente ein im Harvard-Synchrozyklotron mit Protonen bestrahltes Berylliumtarget. Die Winkel- und Energieauflösung des Szintillationszählerteleskops wird diskutiert. Die Ergebnisse werden an Hand

der optischen Modelle analysiert. Die Anpassung mußte bei 66,1 MeV und 81,2 MeV forciert werden. Die Beschränkung der optischen Modelle liegt besonders darin, daß sie die Energieabhängigkeit des totalen Querschnitts nicht eindeutig wiedergeben.

Knecht.

7553 John de Pangher. *n-p scattering at 300 Mev.* Phys. Rev. (2) **99**, 1447—1457, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys., Radiat. Lab.) Die Streuung von 300 MeV-Neutronen an Protonen wurde mit Hilfe einer wasserstoffgefüllten (10 at) Nebelkammer im Neutronenwinkelbereich von 10° — 180° (Schwerpunktsystem) untersucht. Die Streuverteilung ist nicht symmetrisch um 90° . Die Rückwärtsstreuung ist beträchtlich stärker als die Vorwärtsstreuung. Das Energiespektrum der Neutronen wird angegeben. Als Neutronenquelle diente dabei ein mit 340 MeV-Protonen bestrahltes LiD-Target von 1,75 inch Dicke. In einigen Fällen wurde Mesonenproduktion beobachtet. Außerdem wurden zwei Fälle von Capture mit nachfolgender γ -Emission beobachtet:

$n + p \rightarrow d + \gamma$.

Knecht.

7554 Hans O. Cohn and J. L. Fowler. *Elastic scattering of neutrons from neon.* Phys. Rev. (2) **99**, 1625, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Oak Ridge Nat. Lab.) Durch Impulshöhenanalyse der Rückstoßkerne in einem Proportionalzählrohr (2 at Neon + 2% CO_2) wurde die elastische Streuung monoenergetischer Neutronen (0,8 bis 1,7 MeV) an Neon untersucht. Bei niedrig eingestellter Impulsschwelle zeigten sich Resonanzen bei 0,91; 1,31; 1,38; 1,62 und 1,68 MeV-Neutronenenergie. Das Rückstoßspektrum bei kleiner Energie war sehr verzerrt. Nur bei großen Neutronenwinkeln ($>90^\circ$) läßt sich etwas über die Resonanzen aussagen: Die drei letzten Resonanzen sind durch verstärkte Rückwärtsstreuung ausgezeichnet.

Knecht.

7555 A. Galonsky and J. P. Judish. *Angular distribution of n-p scattering at 17.9 Mev.* Phys. Rev. (2) **100**, 121—124, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die Protonenintensität wurde bei elf Winkeln zwischen $2,5^\circ$ und 50° (Laborsystem) bestimmt. Bei jedem Winkel wurde das Energiespektrum der Protonen mit Hilfe zweier koinzidierender Proportionalzähler und eines NaJ(Tl)-Kristalls gemessen. Alle Spektren haben eine Halbwertsbreite von weniger als 25% und einen kleinen Schwanz auf der energieärmeren Seite, der durch COULOMB-Streuung im Detektor verursacht wird. Das Verhältnis der Streuquerschnitte bei 180° und 90° (Neutronenwinkel im Schwerpunktsystem) beträgt $1,08 \pm 0,03$.

Knecht.

7556 H. L. Taylor, O. Lönsjö and T. W. Bonner. *Nonelastic scattering cross sections for fast neutrons.* Phys. Rev. (2) **100**, 174—180, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) Berichtigung ebenda **101**, 1835, 1956, Nr. 6. (15. März.) (Houston, Tex., Rice Inst.) An einer Reihe von Elementen von Be bis Bi wurden die nichtelastischen Neutronenquerschnitte gemessen. Diese Querschnitte umfassen alle Prozesse außer der elastischen Streuung. Die Neutronenenergien waren 3,5; 4,7; 7,1; 12,7 und 14,1 MeV. Die Querschnitte wurden aus der Transmission durch Kugelschalen von 3,8 cm Radius und 2 cm Wandstärke bestimmt. Als Detektor dienten kugelförmige Szintillatoren, deren Szintillationslicht mittels eines Quarz-Lichtleiters aus dem Streuer herausgebracht wurde. Das Nachweisgerät sprach auf γ -Strahlung nicht an. Die nichtelastischen Neutronenquerschnitte bei 12,7 und 14,1 MeV sind fast geometrisch und lassen sich näherungsweise durch $\sigma = \pi(R + \lambda)^2$ mit $R = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ A}^{1/3}$ darstellen. Im Energiebereich von 5 bis 14 MeV sind sie näherungsweise konstant, unterhalb 5 MeV fallen sie ab. Der durch Subtraktion des nichtelastischen vom totalen Querschnitt erhaltene elastische Querschnitt verhält sich hinsichtlich der Energieabhängigkeit völlig

andersartig. Die separat gemessene γ -Ausbeute durch unelastische Kollisionen nimmt mit steigendem Atomgewicht rasch ab. Die Ausbeute an Bi beträgt weniger als 5 % der Ausbeute an Al.
Knecht.

7557 Robert T. Siegel. *Polarization of 350-Mev neutrons elastically scattered from nuclei.* Phys. Rev. (2) **100**, 437—438, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol.) Der zu 16 % polarisierte Neutronenstrahl des Carnegie-Zyklotrons wurde an C, Al, Cu und Pb gestreut und die Asymmetrie dieser Streuung bei Winkeln zwischen 10° und 20° gemessen. Die Ergebnisse sind innerhalb der Meßgenauigkeit in Übereinstimmung mit entsprechenden Polarisationsexperimenten mit Protonen.
Knecht.

7558 B. N. Broekhouse and A. T. Stewart. *Scattering of neutrons by phonons in an aluminum single crystal.* Phys. Rev. (2) **100**, 756—757, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Chalk River, Ont., Can., Atomic Energy, Phys. Div., Ltd.) Die unelastische kohärente Streuung von langsamen monoenergetischen Neutronen an Phononen eines Al-Einkristalls wurde experimentell verifiziert. Die Neutronen gewinnen oder verlieren Energie entsprechend der Vernichtung oder Produktion eines oder mehrerer Phononen. Der Prozeß ohne Wechselwirkung mit einem Phonon entspricht der BRAGGSchen Streuung. Verff. untersuchten mit einem Kristallspektrometer das Energiespektrum der um $95,1^\circ$ an Al gestreuten 0,062 eV-Neutronen. Die Spektren zeigen die erwarteten Neutronengruppen rechts und links der Primärenergie.
Knecht.

7559 S. E. Darden, R. B. Perkins and R. B. Walton. *Small-angle scattering of neutrons by intermediate and heavy nuclei.* Phys. Rev. (2) **100**, 1315—1317, 1955, Nr. 5. (1. Dez.) (Madison, Wisc., Univ.) Ein empfindlicher Test für das komplexe Rechteckpotential nach FESHBACH, PORTER und WEISSKOPF ist der Vergleich der theoretischen Vorhersage mit den gemessenen Streuquerschnitten schwerer Elemente bei einer festen Energie als Funktion des Atomgewichts. Verff. untersuchten bei mehreren kleinen Winkeln (0° , 14° , 30°) und bei Neutronenenergien von 0,5; 1,00 und 1,55 MeV die differentiellen elastischen Streuquerschnitte von fünfzehn Elementen mit Hilfe einer Ringgeometrie-Anordnung. Bei 0,5 MeV ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ziemlich gut. Bei 1,0 und 1,55 MeV bestehen Diskrepanzen, insbesondere oberhalb $A = 200$. Für das Kernpotential wurde $V = -42 (1 \pm 0,03 i)$ MeV bei der Rechnung verwendet.
Knecht.

7560 A. M. Lane and L. Verlet. *Polarization in the theory of the giant resonances of neutron scattering.* Phys. Rev. (2) **100**, 956—957, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.)

7561 R. D. Lawson. *Low-energy neutron scattering and the bound state problem.* Phys. Rev. (2) **100**, 957, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Calif., Univ.)

7562 M. H. MacGregor, William P. Ball and Rex Booth. *Nonelastic cross sections at 14 Mev.* Phys. Rev. (2) **100**, 1793, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Livermore, Univ. Calif.)
Schön.

7563 Hiroshi Suura. *Radiative correction to high-energy electron scattering.* Phys. Rev. (2) **99**, 1020—1028, 1955, Nr. 3. (1. Aug.) (Stanford, Calif., Univ., Dep. Phys.) SCHWINGER hat die Strahlungskorrektur für die Elektronenstreuung am Kernfeld in erster BORNScher Näherung für das Kernpotential berechnet. Es ist der Zweck dieser Arbeit, alle höheren BORNSchen Näherungen der Strahlungskorrektur zu untersuchen, wobei die Beschränkung auf Einphotonen-

prozesse bleibt. Der führende Term der prozentualen Abnahme des elastischen Streuquerschnitts ist exakt der gleiche, wie er in der ersten BORNschen Näherung gegeben ist. Der Beweis wird in zwei Schritten geführt: Der erste befaßt sich mit den Infrarotdivergenzen, der zweite mit Termen in $\log m$ (m = Elektronenmasse). Dazu wird eine detaillierte Analyse der Auswirkung des langen COULOMB-Ausläufers auf die Infrarotdivergenzen durchgeführt. Terme in $(\log m)^n$ mit $n \geq 2$ treten in der Strahlungskorrektur nicht auf. Im Anhang sind einige im Text gebrauchte Integrale aufgeführt. Daniel.

7564 Lyman Mower. *Variational calculation of electron scattering by a static potential.* Phys. Rev. (2) **99**, 1065—1069, 1955, Nr. 4. (15. Aug.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys.) Die SCHWINGERSche Variationsmethode für die näherungsweise Bestimmung von Streuamplituden wird auf ihre Genauigkeit im Fall von elastischer Streuung von Elektronen an dem statischen Potential $V(r) = -e^2 V_0 e^{-\lambda r}/r$ unter Verwendung von acht verschiedenen Formen von Probefunktionen geprüft. Die Resultate werden mit einer exakten Lösung des Problems durch Überprüfen der Darstellungsgüte der zugeordneten Streuamplitude verglichen. Im Laufe der Rechnung wurden eine Anzahl von Ausdrücken, die bei komplizierteren Problemen gebraucht werden, erhalten; sie sind hier aufgezeichnet. Die bei der Prüfung benutzten Parameterwerte waren $a_0 \lambda = 8/3$, $k^2 = (0,72 \lambda)^2$, $V_0 = 7,8$, wo a_0 der erste BOHRsche Bahnradius für Wasserstoff ist. (Übersetzung d. Zusammenf.) Daniel.

7565 R. W. Pidd and C. L. Hammer. *Electron scattering on tungsten at 31, 40 and 60 Mev.* Phys. Rev. (2) **99**, 1396—1400, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Randall Lab. Phys.) Als Elektronenquelle diente ein Synchrotron. Die früher beschriebene Apparatur wurde vor allem durch den Ersatz der Zählerteleskope durch einzelne ČERENKOV-Zähler verbessert; man erreichte so eine beträchtliche Reduzierung des Untergrundes. Als Target diente ein W-Draht von 0,006'' Durchmesser. Gemessen wurde bei den Energien 31; 40 und 60 MeV und den Winkeln 66,25; 78; 90; 102,25 und 114,50°. Im Energiebereich bis 60 MeV ist die Streuung vom Kernmodell unabhängig. Nimmt man eine homogene Ladungsverteilung an, so entnimmt man den Streudaten bei 31; 40 und 60 MeV Konstanten $r_0 = 1,14 \pm 0,15$; $1,19 \pm 0,09$ bzw. $1,21 \pm 0,18$, kombiniert $1,18 \pm 0,10$; Kernradius $R = r_0 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm. Daniel.

7566 Jerome H. Fregeau and Robert Hofstadter. *High-energy electron scattering and nuclear structure determinations. III. Carbon-12 nucleus.* Phys. Rev. (2) **99**, 1503—1509, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Stanford, Calif., Univ., W. W. Hansen Lab. Phys., Dep. Phys.) Außer dem Peak für elastische Streuung energiereicher Elektronen an C^{12} findet man eine Reihe von Peaks, die unelastischer Streuung entspringen. Für die Untersuchung der unelastischen Streuung ist C^{12} als leichter Kern, über dessen Niveauschema sehr viel bekannt ist, besonders geeignet. Verfügen über elastische und unelastische Streuung für Elektronen von 187; 150 und 80 MeV mit im wesentlichen früher beschriebener, verbesserter Apparatur: Die Strahljustierung wurde durch ein System aus Szintillationskristall — CsBr(Tl) — und Teleskop erleichtert; der als Elektronendetektor benutzte ČERENKOV-Zähler erhielt zu Eichzwecken einen vorschaltbaren Anthracen-kristall. Es wurde die unelastische Streuung an den drei bekannten Niveaus bei 4,43; 7,68 und 9,61 MeV untersucht. Die Winkelverteilungen der unelastischen Peaks fallen mit wachsendem Winkel langsamer ab als die des elastischen Peaks. Durch Vergleich der Streuung an C^{12} mit der am Proton wurden unter Benutzung des theoretischen Querschnitts des Protons „absolute“ Werte für elastischen und unelastischen Streuquerschnitt am C^{12} erhalten. Bei 90° und

187 MeV beträgt der elastische Querschnitt $0,199 \pm 0,014 \mu\text{barn/Steradian}$ und der unelastische für das Niveau bei 4,43 (7,68; 9,61) MeV $0,179 \pm 0,021 (0,021 \pm 0,005; 0,043 \pm 0,010) \mu\text{barn/Steradian}$; Winkel im Laborsystem, Strahlungskorrektur eingeschlossen. Aus den Daten über die elastische Streuung wurden eine auf halbem Wege zwischen GAUSSscher und gleichförmiger Ladungsverteilung liegende Ladungsverteilung und ein quadratisch darüber gemittelter Kernradius von $(2,40 \pm 0,25) \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ erschlossen. Daniel.

7567 William G. Pettus, Henry G. Blosser and Frank L. Hereford. *Scattering of 200-kev electrons in gold*. Phys. Rev. (2) **100**, 17—18, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Charlottesville, Virg., Univ., Dep. Phys.) Die Quelle der Primärelektronen war der magnetisch analysierte Strahl aus einem gepulsten Linearbeschleuniger mit Hohlraumresonator, fokussiert auf die Au-Streufolie ($0,2 \text{ ng/cm}^2$). Gemessen wurde im Winkelbereich 70 bis 150° mit einem schwenkbaren Zählrohr. Ein weiterer Zähler bei 0° wurde in Koinzidenz mit dem schwenkbaren Zähler und einem dritten festen Zähler bei 90° betrieben. Außerdem wurde auch ohne Streufolie gemessen. Die Zählraten wurden nicht auf Vielfachstreuung korrigiert. Die Hauptfehlerquelle dürfte in der Bestimmung des Streuwinkels gelegen haben. Die gemessenen Punkte der Kurve relative Streuintensität gegen Streuwinkel liegen gut auf der exakt von BARTLETT und WATSON aus der MOTTschen Theorie für Hg errechneten. In Sonderheit wurden die von anderen Autoren früher gefundenen Diskrepanzen bei großen Winkeln nicht beobachtet. Daniel.

7568 Donald C. Hagerman and K. M. Crowe. *Measurement of the high-energy and of the bremsstrahlung spectrum*. Phys. Rev. (2) **100**, 869—873, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Stanford, Calif., Univ., High-Energy Phys. Lab.) Ein Elektronenbündel von $500 \pm 25 \text{ MeV}$ aus einem Linearbeschleuniger wurde in eine (abgebildete) Diffusionsnebelkammer geschossen, in deren Mitte sich ein Target aus $19 \text{ mg/cm}^2 \text{ Ta}$ befand. Es wurden 10^3 bis 10^4 Elektronen pro Beschleunigerimpuls in die Kammer gelassen. Die Operationsbedingungen der Kammer, insbesondere die Bestimmung des unempfindlichen „Schlauches“ um den einfallenden Strahl, werden beschrieben. Gemessen wurden die oberen sechs Prozent des Bremsstrahlungsspektrums durch Beobachten des Energieverlustes der Elektronen. Aus der Elektron-Elektron-Streuung ergab sich eine Normalisierung der Daten. Das Bremsstrahlungsspektrum stimmt mit dem theoretischen nach BETHE-HEITLER innerhalb der Meßfehler von etwa 25 % überein; im Durchschnitt liegt der experimentelle Wert 22 % höher als der theoretische Querschnitt. Daniel.

7569 Michael J. Moravcsik. *Coulomb scattering of electrons at very small angles*. Phys. Rev. (2) **100**, 1009—1012, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Lab. Nucl. Stud.) Obgleich die COULOMB-Streuung viel behandelt worden ist, hat man der Streuung in sehr kleine Winkel, wo die Details der verschiedenen cutoffs von großer Bedeutung sind, wenig Aufmerksamkeit gewidmet. Vorliegende Arbeit berechnet diese Streuung für hochgradig relativistische Elektronen; das Problem ist von Interesse für die Streuung der Elektronen am Restgas des „Mesotron“, eines stark fokussierenden Elektronensynchrotrons. Zur Berechnung der Abschirmeffekte für die kleinsten Winkel wird die HARTKEE-Wellenfunktion benutzt. Die Rechnungen werden durch ein Theorem erleichtert, demzufolge der totale Querschnitt für die elastische Streuung an irgendeinem physikalischen Zentralpotential in der BORNSchen Näherung im relativistischen Grenzfall energieunabhängig ist. Es werden sowohl die elastischen (Kern) als auch die unelastischen (Elektronen) Beiträge untersucht. Bei sehr kleinen Winkeln übertrifft der unelastische differentielle Querschnitt den elastischen um ein

Vielfaches. Numerische Rechnungen werden ausgeführt für die Streuung an Stickstoffatomen, wo der totale Querschnitt für die Streuung an den Atom-elektronen den totalen Querschnitt des abgeschirmten Kerns um den Faktor 3,6 übertrifft; für die Energieübertragung an das gestoßene Elektron wurde dabei der Durchschnittswert 80 eV gewählt. Für größere Streuwinkel ist dieser Wert zwar zu klein, aber dann ist der Beitrag der Elektronen klein gegenüber dem des Kerns. Daniel.

7570 **H. H. Seliger.** *Transmission of positrons and electrons.* Phys. Rev. (2) **100**, 1029—1037, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Die verwendete Apparatur ist im Schnitt abgebildet: Elektronen oder Positronen aus einem radioaktiven Präparat gelangten in einen magnetischen 90°-Analysator und danach auf die Absorberfolie. Die durchgelassenen Teilchen wurden in einem 2 π -Zähler gezählt, dessen Fenster der Absorber bildete und der eine Nachweiswahrscheinlichkeit >99 % bis zu einigen hundert eV hinab besaß. Gemessen wurde von 159 bis 960 keV Primärenergie an Folien von Al, Messing, Ag, Sn, Pb und Au bis zu Stärken von 500 mg/cm² hinauf; die Herstellung der Metallfolien ist beschrieben. Bei dieser Methode wurde die totale Transmission unabhängig von Winkelstreuung oder partiellem Energieverlust bestimmt. Die Resultate sind im wesentlichen in Kurvenform wiedergegeben. Positronen werden, abgesehen von Al bei kleinen Energien, in größerem Umfange durchgelassen als Elektronen, entsprechend den auf die größere Rückstreuung der Positronen basierenden Erwartungen. Die Meßergebnisse stimmen qualitativ mit Rechnungen von ROHRICH und CARLSON überein. Die Form der Transmissionskurven wird halbquantitativ mit der SPENCERSchen Theorie der Elektronendurchdringung verglichen. Abweichungen von der Theorie bei kleiner Absorberdicke im Fall des Al beruhen wohl auf Reichweitenstreuung, die in der SPENCERSchen Theorie unberücksichtigt geblieben ist. Daniel.

7571 **J. W. Motz.** *Bremsstrahlung differential cross-section measurements for 0.5- and 1.0-Mev electrons.* Phys. Rev. (2) **100**, 1560—1571, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Die Messungen wurden an dünnen Brems-schichten aus Beryllium, Aluminium und Gold mit einem 10 cm langen NaJ(Tl)-Szintillationsspektrometer von 12 cm Durchmesser bei Winkeln von 0, 10, 20, 30, 60, 90 und 120 Winkelgrad durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen u. a., daß im untersuchten Energiebereich die BETHE-HEITLER-SAUTER-Theorie (BORNSche Näherung) den Wirkungsquerschnitt zu klein bestimmt.

Weyerer.

7572 **B. W. Downs.** *Effects of short-range correlations between two protons in elastic scattering of high-energy electrons by heavy nuclei.* Phys. Rev. (2) **100**, 820 bis 825, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Stanford, Calif., Univ.) SCHIFF hat den Einprotonen-querschnitt für die Streuung energiereicher Elektronen an Kernen ausgerechnet und den Zweiprotonenquerschnitt abgeschätzt. Die vorliegende Arbeit ergänzt die SCHIFFsche, indem sie den Hauptterm im Zweiprotonenquerschnitt für eine spezielle Zweiprotonen-Ladungsdichte detailliert auswertet. Die Zweiprotonen-Ladungsdichte wird als YUKAWA-Funktion vom Abstand zwischen den beiden Protonen gewählt. Der Querschnitt für die Streuung an komplizierteren Ladungs-verteilungen kann von diesem Grundresultat durch Differentiation nach dem YUKAWAschen Reichweitenparameter erhalten werden. Der Zweiprotonen-querschnitt wird für eine Ladungsdichte ausgewertet, in der Korrelationen kurzer Reichweite im Ort zwischen den beiden Protonen auftreten. Numerische Resultate werden für die Streuung von 600 MeV-Elektronen an schweren Kernen gebracht. Daniel.

7573 H. Mitter und P. Urban. *Zur Streuung schneller Elektronen. III. Strahlungskorrekturen.* Acta phys. austr. **8**, 356—369, 1954, Nr. 4. (Juli.) (Graz, Univ., Inst. theor. Phys.) Die Strahlungskorrekturen zur elastischen Streuung von Elektronen am Kernfeld werden mit Hilfe von FEYNMAN-DYSONSchem Formalismus in zweiter BORNscher Näherung behandelt. Die Grenzfälle nichtrelativistische Elektronenenergie und extrem relativistische Elektronenenergie werden weitergehend besprochen. Bei 1 bis 10 keV liegt die Korrektur weit unter der Grenze der Meßgenauigkeit. Im andern Grenzfall ist der führende Term im $Z\alpha^2$ -Ausdruck von der Größenordnung $(Z\alpha\beta^3)/(1-\beta^2) \cdot \ln(\beta^2/(1-\beta^2))$; einige numerische Daten sind tabelliert. Daniel.

7574 K. K. Damodaran and R. M. Curr. *Single scattering of fast electrons by atomic nuclei.* Proc. phys. Soc., Lond. (A) **69**, 196—204, 1956, Nr. 3 (Nr. 435 A). (1. März) (Birmingham, Univ., Dep. Phys.; Stanmore, Middlesex, G. E. C. Res. Labs.) Als Elektronenquelle diente ein 4,5 MeV-Mikrotron, der Nachweis der gestreuten Elektronen erfolgte mittels 50 μ dicker Ilford G5-Emulsionen. Untersucht wurden die relativen Wirkungsquerschnitte bei Streuwinkeln von 45 und 60° für Al, Ag, Pt, U, für Al und U außerdem bei 90°. Für diese beiden Kerne wurde der absolute Wirkungsquerschnitt gemessen bei 60 und 90°, für U außerdem bei 50 und 120°. U wurde auf sehr dünne Al-Folie aufgedampft, alle anderen Metalle lagen als freitragende Folien vor. Die Dicke der U-Schichten wurde aus ihrer Aktivität bestimmt. Die Intensität des primären Elektronenstrahls wurde mit einem Röntgenfilm überwacht und bei den Absolutmessungen außerdem mit einer Ionisationskammer gemessen. Bei der Auswertung der Streumessungen lagen die Korrekturen für Vielfachstreuung zwischen 3 und 11%, die für den Einfluß der endlichen Kernaushendung erreichten kaum 2%. Für Streuwinkel $\leq 90^\circ$ stimmten die ermittelten relativen und absoluten Wirkungsquerschnitte mit der MOTTschen Theorie auf wenige Prozent überein. Bei größeren Winkeln erreichte ein beträchtlicher Anteil von Elektronen die Emulsion nicht direkt von der Folie aus, sondern gelangte von der Wand der Streukammer dorthin. Dieser Beitrag ließ sich nur sehr ungenau abschätzen, so daß bezüglich großer Winkel keine endgültigen Schlüsse gezogen werden können.

G. Schumann.

7575 G. Puppi and A. Stanghellini. *Some considerations on the phase-shift analysis in the (p^+p^+) scattering.* Nuovo Cim. (10) **3**, 491—495, 1956, Nr. 2. (1. Febr.) (Bologna, Univ., Ist. Fis.) Der Verlauf der Streuphasen in der Gegend der (π^+, p) -Resonanz bei 200 MeV wird numerisch analysiert. Das Verhalten der Phase α_3 stimmt mit den Ergebnissen überein, die mit negativen Mesonen für das Mesonatom (PANOFKY-Effekt, Photoerzeugung und Ladungsaustauschstreuung) erhalten wurden. $\alpha_3 = (-6,2^\circ \pm 1,2^\circ) \cdot \eta$. Die Phase α_{31} ist im untersuchten Energieintervall negativ und dem Betrag nach klein. Knecht.

7576 R. S. Margulies. *Positive pion scattering by hydrogen at 300 Mev.* Phys. Rev. (2) **99**, 673, 1955, Nr. 2. (16. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Brookhaven Nat. Lab.) Mit einer sechs Fuß langen Diffusionsnebelkammer wurde die elastische Streuung von π^+ -Mesonen von 300 MeV an Wasserstoff untersucht. Bei Annahme eines Gesamtwirkungsquerschnittes von 75 mbarn ergaben 115 Ereignisse eine Verteilung im Schwerpunktsystem $d\sigma/d\Omega = 2,27 \pm 2,40 \cos\theta + 11,1 \cos^2\theta$ mbarn/sterad. Die Phasenverschiebungen vom FERMI-Typ ergaben sich, wenn man nur s- und p-Wellen annimmt, zu $\alpha_3 = -12^\circ$, $\alpha_{31} = -40^\circ$, $\alpha_{33} = 126^\circ$. Thurn.

7577 S. Whetstone and D. Stork. *Scattering of 22-Mev positive pions on protons.* Phys. Rev. (2) **99**, 673, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. California.) Ein π^+ -Mesonenstrahl wurde durch eine 9 cm dicke Schicht

von flüssigem Wasserstoff geschickt. Der Wasserstoff befand sich in einem Gefäß aus Polyäthylen. Die π -Mesonen traten mit einer Energie von $25,0 \pm 0,5$ MeV in den Wasserstoff ein. Parallel zum Strahl in 2,5 cm Abstand war ein Stapel von G5-Emulsionen aufgestellt. Spuren von gestreuten π -Mesonen wurden in den Platten am Ende ihrer Reichweite durch den π -Mesonenzerfall nachgewiesen. Es war möglich, für jedes Ereignis Streuwinkel und Energie zu bestimmen. Aus vierzehn Wasserstoffstreuungen ergab sich ein vorläufiger Wirkungsquerschnitt von 3 mbarn für den Winkelbereich 45° bis 135° im Laborsystem. Thurn.

7578 M. C. Rinehart, K. C. Rogers and L. M. Lederman. *Scattering of negative pions near 15 Mev in hydrogen*. Phys. Rev. (2) **99**, 673, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Columbia Univ.) Mit einer mit Wasserstoff gefüllten Diffusionsnebelkammer wurde nach Streuungen von energiearmen negativen π -Mesonen an Protonen gesucht. Der Fluß der einfallenden Teilchen hatte eine mittlere Energie von 15 MeV, erstreckte sich aber von 2,5 bis 30 MeV. Es wurden 62 Wechselwirkungen beobachtet, welche die Winkelkriterien erfüllten. Die Daten ergaben $\alpha_3 + 2\alpha_1 = (0,25 \pm 0,05)\eta$ in Radian. Thurn.

7579 K. C. Bandtel, H. A. Bostick, B. J. Moyer, R. W. Wallace and N. F. Wikner. *Pion-proton total cross sections near 4 Bev*. Phys. Rev. (2) **99**, 673, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. California.) Es wurde ein π -Proton-Wirkungsquerschnitt von 30 ± 5 mbarn bei 4,4 GeV gemessen. Thurn.

7580 S. W. Barnes, D. Miller, J. Ring, G. Giacomelli, R. Summers and H. R. Childs. *Pion-proton elastic-scattering cross sections at 34 Mev and $37\frac{1}{2}^\circ$* . Phys. Rev. (2) **99**, 673—674, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Rochester.) Der differentielle π -p-Streuquerschnitt von 43 ± 3 MeV π -Mesonen wurde beim Laborwinkel $37,5^\circ$ gemessen. Die π -Mesonen wurden an flüssigem Wasserstoff gestreut und hatten zwei Teleskope aus Ringkristallen zu passieren. Die Impulshöhe im zweiten Kristall wurde gemessen. Aus Messungen an 200 π -Mesonen beiderlei Vorzeichens ergaben sich die π^- - und π^+ -Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktsystem zu $0,54 \pm 0,08$ mbarn/sterad bzw. $(0,27 \pm 0,04)$ mbarn/sterad. Beide Wirkungsquerschnitte sind etwa doppelt so groß als sie nach den neuen BETHE-DE-HOFFMANN-Phasenverschiebungen zu erwarten waren. Thurn.

7581 H. L. Anderson and M. Glicksman. *Scattering of pions by hydrogen at 165 Mev*. Phys. Rev. (2) **100**, 268—278, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Nucl. Stud.) Messungen der elastischen Streuung von π^+ - und π^- -Mesonen und der Austauschstreuung von π^- -Mesonen wurden bei fünf Winkeln bei 164 MeV an flüssigem Wasserstoff durchgeführt. Die Gesamtwirkungsquerschnitte der π^+ - und π^- -Mesonen wurden außerdem nach der Transmissionsmethode gemessen. Die Integration der differentiellen Messungen ergeben folgende Gesamtwirkungsquerschnitte: (199 ± 11) mbarn für die π^+ -Mesonen, $(69,8 \pm 3,8)$ mbarn für π^- -Mesonen. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte aus den Transmissionsmessungen waren $(188,2 \pm 5,4)$ mbarn und $(67,5 \pm 1,5)$ mbarn. Die Berechnung der Phasenverschiebung lieferte sieben Lösungen. Die Lösung vom FERMI-Typ ergab α_{33} nahe 63° , α_3 nahe -20° und die Werte aller anderen Phasenverschiebungen klein. Thurn.

7582 H. L. Anderson, W. C. Davidson, M. Glicksman and U. E. Kruse. *Scattering of positive pions by hydrogen at 189 Mev*. Phys. Rev. (2) **100**, 279—287, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Nucl. Stud.) Der differentielle und der Gesamtwirkungsquerschnitt von flüssigem Wasserstoff für π^+ -Mesonen von

189 MeV wurde gemessen. Die Winkelverteilung läßt sich darstellen durch $\sigma = (7,24 \pm 0,76) + (3,1 \pm 1,3)\cos\chi + (25,6 \pm 2,6)\cos^2\chi$ mbarn/sterad. Der durch Transmission gemessene Gesamtwirkungsquerschnitt war $(194,1 \pm 5,2)$ mbarn. Eine Berechnung der Phasenverschiebung lieferte unter Benützung früherer Resultate vier Lösungen.

Thurn.

7583 Jay Orear. *Energy dependence of the phase shifts in pion-proton scattering.* Phys. Rev. (2) **100**, 288—291, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (New York, N. Y., Columbia Univ.) Es wird gezeigt, daß alle π -Meson-Proton-Streudaten bis 300 MeV innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen durch die S-Wellen dargestellt werden können, die linear extrapoliert wurden aus Abfällen bei niedrigen Energien von $\alpha_1 = 0,16 \eta$ und $\alpha_3 = -0,11 \eta$. Alle anderen Phasenverschiebungen wurden zu Null angenommen mit Ausnahme von α_{33} , für das $(\eta^3/\omega^*)\cot\alpha_{33} = 8,05 - 3,8 \omega^*$ eingesetzt wurde. Die beiden Konstanten in der Energieabhängigkeit von α_{33} entsprechen dem Anfangsabfall von $\alpha_{33} = 0,235 \eta^3$ und lassen α_{33} bei 192 MeV durch 90° gehen.

Thurn.

7584 S. J. Lindenbaum and Luke C. L. Yuan. *Total cross section of hydrogen for 150- to 750-Mev positive and negative pions.* Phys. Rev. (2) **100**, 306—323, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Der Gesamtwirkungsquerschnitt von Wasserstoff für π^+ - und π^- -Mesonen von 150 bis 750 MeV wurde gemessen. Apparatur und Korrekturen sind ausführlich beschrieben. Die Ergebnisse sind in Kurven und Tabellen angegeben. Das Verhalten der Phasenverschiebung des $T = J = 3/2$ -Zustandes ist abgeleitet und angegeben. Der Wirkungsquerschnitt für den Zustand $T = 1/2$ ergab sich zu Null im Resonanzbereich und tritt erst oberhalb 300 MeV in Erscheinung. Die Ergebnisse werden mit den verschiedenen Theorien verglichen.

Thurn.

7585 M. C. Rinehart, K. C. Rogers and L. M. Lederman. *Diffusion chamber study of very slow mesons. III. Scattering of negative pions in hydrogen.* Phys. Rev. (2) **100**, 883—885, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (New York, N. Y., Columbia Univ., Dep. Phys.) Die elastische Streuung von π^- -Mesonen um 15 MeV in Wasserstoff wurde untersucht. Auf einer Bahnlänge, die durch 8300 π - μ -Zerfälle repräsentiert wird, wurden 26 Ereignisse beobachtet. Bei diesen niedrigen Energien beherrscht die S-Welle die Streuung. Behandelt man die kleinen Beiträge der P-Welle und die großen des COULOMB-Feldes in bekannter Weise, so ergibt sich, daß die Werte sich gut durch eine S-Wellen-Phasenverschiebung darstellen lassen, die dem Impuls proportional ist. Unter dieser Annahme werden die Phasenverschiebungsparameter durch die Beziehung dargestellt: $\alpha_3 + 2\alpha_1 = (0,25 \pm 0,05) p/\mu c$ in Radian.

Thurn.

7586 Ross Williams, James Rainwater and Aihud Pevsner. *78-Mev π^\pm meson scattering from lithium.* Phys. Rev. (2) **101**, 412—418, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Irvine-On-Hudson, N. Y., Columbia Univ., Nevis Cyclotron Lab.) Die Winkelverteilung von π^\pm -Mesonen von 78 MeV, die elastisch an Lithium gestreut worden waren, wurde mit einer Zählrohranordnung gemessen. Die Verteilung wird analysiert. Die Methode und die Korrekturen sind ausführlich beschrieben. Die Streuung zeigt das vorausgesagte Minimum bei 75° und einen Anstieg nach rückwärts.

Thurn.

7587 Charles J. Goebel. *Pion-nucleon s-wave phase shifts from ps-ps with cutoff.* Phys. Rev. (2) **101**, 468—482, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Chicago, Ill., Univ., Dep. Phys.) Es wurde eine Untersuchung der π -Meson-Nukleon-Streuung in der ps-ps-Theorie unter Benützung der Nukleonenmasse als untere Grenze und der FOLDY nichtrelativistischen Transformation der HAMILTONSchen durchgeführt.

Die Phasenverschiebungen werden näherungsweise mit der Drei-Mesonen-TAMM-DANCOFF-Näherung berechnet, jedoch unter Einschluß der Meson-Meson-Wechselwirkung. Es wurde keine nennenswerte Isotopenspinabhängigkeit gefunden. Thurn.

7488 R. M. Frank, J. L. Gammel and K. M. Watson. *Optical model potential for pion-nucleus scattering.* Phys. Rev. (2) **101**, 891—901, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Los Alamos, N. Mex., Los Alamos Sci. Lab.) Die Annahme, daß Zwei-Körper-Kräfte in den Kernen nicht merklich abgewandelt werden, eröffnet die Möglichkeit, das Potential des optischen Modells aus der Zweikörper-Streuung zu berechnen. Die Ergebnisse sagen für dieses Potential eine beträchtliche Energieabhängigkeit voraus und scheinen gut mit den verfügbaren experimentellen Daten übereinzustimmen. Thurn.

7589 Luis W. Alvarez, Frank S. Crawford jr. and M. Lynn Stevenson. *Elastic scattering of 1.6-Mev gamma rays from carbon.* Phys. Rev. (2) **98**, 280, 1955, Nr. 1. (1. Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Univ. California.) Ein Streuexperiment für 1,6 MeV- γ -Strahlung, Streuung an Kohlenstoff um den Streuwinkel 130° , wurde ausgeführt mit einer 80 Curie $\text{Ba}^{140}\text{-La}^{140}$ -Quelle, einem ringförmigen 15 kg C-Streukörper und einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ NaJ-Zähler. Es wurde der klassische differentielle THOMSON-Streuquerschnitt für C $1,5 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2 \text{ ster}^{-2}$ gemessen. Nierhaus.

7590 J. F. Perkins. *A Monte Carlo calculation of gamma-ray reflection coefficients of concrete and aluminum.* Phys. Rev. (2) **99**, 1629, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Convair.) Für ein Material mit $Z_{\text{eff}} = 13$ (entsprechend Aluminium und Beton) wurden mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode γ -Reflexionskoeffizienten berechnet. Die Komponenten für Einzel- und Vielfachstreuung wurden getrennt berechnet. Letztere erwiesen sich meist als die größeren, und zwar im Mittel etwa dreimal größer als die ersteren. Für mäßig kleine Einfallswinkel wurden die Winkelverteilung und das Energiespektrum der reflektierten Photonen berechnet. Die mittlere Energie liegt zwischen 0,33 und $1,4 m_0 c^2$, ein Maximum des Energiespektrums bei 150 bis 250 keV. Geeignentlich tritt ein zweites Maximum bei höherer Energie auf, das sich mit zunehmendem Einfallswinkel nach höheren Energien verschiebt. R. Bock.

7591 J. L. Burkhardt. *Nuclear scattering of low-energy photons.* Phys. Rev. (2) **100**, 192—198, 1955, Nr. 1. (1. Okt.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Lab. Nucl. Sci., Dep. Phys.) Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung von γ -Strahlung an Blei, Indium, Cadmium und Kupfer wurden bei 90° im Energiebereich von 0,5 bis 3 MeV gemessen. Der Vergleich der Meßwerte mit den berechneten Streuquerschnitten für RAYLEIGH-Streuung an gebundenen Elektronen plus THOMSON-Streuung am Kern ergab vor allem am oberen Ende des genannten Energiebereichs für alle Streukörper eine Differenz, die der Streuung infolge von Kernanregung zugeschrieben wird. Der Mechanismus dieser Streuung wird diskutiert. R. Bock.

7592 John A. Brinkman. *On the nature of radiation damage in metals.* J., appl. Phys. **25**, 961—970, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Downey, Calif., North Amer. Aviat. Inc.) Es wurde bisher allgemein angenommen, daß die Zerstörung von Metallgitterstrukturen durch Teilchenstrahlung im wesentlichen der Bildung von Zwischen-gitter-Leerstellen-Paaren zuzuschreiben ist. Das von dem Verf. vorgelegte Modell läuft für leichte Elemente auf dasselbe Ergebnis hinaus, doch bei schweren Elementen wird durch das Modell eine neue Konzeption eingeführt, nämlich die Entstehung von displacement spikes am energiearmen Ende der Teilchenbahn. Es handelt sich hierbei um eine geschmolzene und wieder erstarrte Zone,

in der nicht nur die primär erzeugten Zwischengitter-Leerstellen-Paare ausgeheizt, sondern darüber hinaus alle Atome einen Platzwechsel vorgenommen haben. Es können sich dabei Mikrokristalle mit neuer Orientierung bzw. Verwerfungen der Struktur bilden, die eine Strukturstörung darstellen. Längs des energie-reichen Teils der Bahn bildet sich der schon von SEITZ angenommene thermische Schlauch aus, in dem die Zwischengitter-Leerstellen-Paare überhaupt nicht oder nur teilweise ausgeheizt werden. Es werden Berechnungen angestellt, die eine Abschätzung der Beziehung zwischen der Dichte der Zwischengitter-Leerstellen-Paare und der Temperatur des zugehörigen thermischen Schlauchs erlauben. Die Zahl dieser Paare ist bei den schweren Elementen nach dem neuer. Modell beträchtlich kleiner als die nach dem früheren Modell errechnete Zahl. Das nachträgliche Ausheizen der Gitterstörungen ist im Falle von Zwischengitter-Leerstellen-Paaren durch diskrete Aktivierungsenergien charakterisiert, während die Störungen durch displacement spikes schon bei relativ tiefen Temperaturen kontinuierlich verschwinden sollten.

Knecht.

7593 A. Andrew, M. R. Jeppson, R. L. Mather and H. P. Yockey. *The creep of aluminum under cyclotron irradiation.* Phys. Rev. (2) **96**, 843—844, 1954, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Einfluß der Zyklotron-Bestrahlung auf die Kriechdehnungsrate von Aluminium wurde untersucht bei Strahldichten bis zu $1,2 \cdot 10^{13}$ α -Teilchen $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. Eine kleine Abnahme der Kriechdehnungsrate wurde beobachtet, sie war aber unabhängig von der Strahldichte und wird als „Null-Ergebnis“ angesehen.

Nierhaus.

7594 C. Y. Fan. *Origin of cosmic radiations.* Phys. Rev. (2) **101**, 314—319, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Williams Bay, Wisc., Yerkes Obs.) Die Wechselwirkung eines Teilchens der kosmischen Strahlung und einer sich bewegenden interstellaren Wolke wird unter Berücksichtigung neuer Entwicklungen der hydromagnetischen Turbulenz untersucht. Es wurde festgestellt, daß ein Teilchen durch einen Induktionsmechanismus mit einer Wirkung beschleunigt werden kann, die mit dem Stoßmechanismus von FERMI vergleichbar ist. Die Wirkung ist am größten, wenn das Teilchen zwischen zwei interstellaren Wolken eingefangen ist und durch die kombinierte Wirkung der beiden Mechanismen beim Hin- und Herfliegen beschleunigt wird. Es wird vermutet, daß die kosmischen Strahlen in erster Linie durch solch einen Hin- und Her-Mechanismus in einigen günstigen Bereichen der Galaxis beschleunigt werden.

Thurn.

7595 Leverett Davis jr. *Interplanetary magnetic fields and cosmic rays.* Phys. Rev. (2) **100**, 958, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.)

Schön.

7596 Leverett Davis jr. *Modified Fermi mechanism for the acceleration of cosmic rays.* Phys. Rev. (2) **101**, 351—358, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol.) FERMI'S Behandlung der Beschleunigung kosmischer Strahlen wurde durch Berücksichtigung der statistischen Schwankungen in der Zahl der beschleunigenden und bremsenden Wechselwirkungen eines Teilchens mit einem variablen Magnetfeld verallgemeinert. Dies allein ändert das Ergebnis nicht wesentlich. Es tragen aber jetzt Wechselwirkungen, die FERMI nicht beachtet hat und bei denen die mittlere Energieänderung Null ist, viel oder alles zur Beschleunigung bei. Insbesondere beschleunigen und bremsen nun stehende hydromagnetische Wellen in seinem zweiten Modell, bei dem das galaktische Magnetfeld entlang des Spiralarmes der Galaxis etwa einheitlich ist, durch „Betatron“-Stöße.

Thurn.

7597 Hugh Carmichael and John F. Steljes. *Cosmic-ray ionization bursts in an unshielded 8 inch pressurized sphere at sea level.* Phys. Rev. (2) **99**, 1542—1550,

1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Chalk River, Ont., Can., Atomic Energy Canada, Chalk River Lab.) Zwei dünnwandige ($1,22 \text{ g/cm}^2$ Stahl), kugelförmige Ionisationskammern, gefüllt mit Argon von 50 At, wurden zur Messung der Ionisationschauer der kosmischen Strahlung um Meereshöhe benutzt. Die integrale Größe-Häufigkeits-Verteilung der Schauer wird für Größen von $2 \cdot 10^4$ bis $3 \cdot 10^7$ Ionenpaare und dem entsprechenden Häufigkeitsbereich von $3 \cdot 10^4$ bis $3 \cdot 10^{-4}$ Schauer pro Stunde angegeben. Diese Größe-Häufigkeitsverteilung wurde in fünf Komponenten eingeteilt: einzelne μ -Mesonen, Elektronen, einzelne Protonen, Sternprozesse und ausgedehnte Elektronenschauer. Diese Komponenten wurden aufgelöst durch Vergleich der Verteilung der unabgeschirmten Kammer mit der durch 27 cm Pb abgeschirmten Kammer. Die Existenz eines scharfen Knickes in der Größe-Häufigkeitsverteilung wurde bestätigt. Thurn.

7598 Rafi Mohammed Chaudhri, Abdul Qayum and Afzal Farooqi. *Anomalies in the cosmic-ray shower curves for lead*. Nature, Lond. **176**, 876, 1955, Nr. 4488. (5. Nov.) (Lahore, Pakistan, Government Coll., Phys. Dep.) Unter Bleischichten, deren Stärke in Stufen von 1 cm variiert wurde, wurden auf der geographischen Breite $34^\circ 33' \text{ N}$ mit Zählrohr-Anordnungen Drei- und Vierfach-Koinzidenzen in Abhängigkeit von der Schichtdicke gemessen. Das erste Maximum wurde unter einer 1—2 cm starken Schicht, ein zweites unter 14—15 cm Blei gefunden. Ein weniger stark ausgeprägtes drittes Maximum liegt bei 24—25 cm Blei. Es sind Anzeichen dafür vorhanden, daß die Lage des zweiten und dritten Maximums bei Vierfach-Koinzidenzen nach größeren Schichtdicken hin verschoben ist, doch ergab sich bei Fünffach-Koinzidenzen keine Verschiebung gegenüber den Vierfach-Koinzidenzen. Röbert.

7599 R. K. Soberman and S. A. Korff. *High-altitude cosmic-ray neutron intensity variations*. Phys. Rev. (2) **100**, 959, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (New York Univ.)

7600 H. V. Neher. *Charge with time of low-energy part of the cosmic-ray spectrum*. Phys. Rev. (2) **100**, 959, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.)

7601 Seott E. Forbush. *On the absence of meteorological effects on the world-wide sunspot variation in cosmic-ray ionization*. Phys. Rev. (2) **100**, 958, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Washington, Carnegie Instn.) Schön.

7602 Saul Altshuler. *Applications of variational principles to scattering problems*. Phys. Rev. (2) **89**, 1278—1283, 1953, Nr. 6. (15. März.) (Ames, I., State Coll., Dep. Phys.) Das SCHWINGERSche Variationsprinzip für Streuprobleme wird durch die Verwendung von nullten Näherungen der Gestalt $\sum c_{ij} u_j(x)$ auf eine bequeme Form gebracht. Die Zuverlässigkeit des Verfahrens unter Ansatz gewöhnlicher Polynome wird an mehreren Streupotentialen durch Vergleich der Phasenverschiebungen mit den Ergebnissen anderer Variationsmethoden geprüft. Die Annäherung ist gut. Im Falle der Vorwärtsstreuung am statischen Feld des Wasserstoffatoms wird gezeigt, daß die Streuamplitude unter Verwendung der ungestörten Wellenfunktion als nullter Näherung genauer wird als die zweite BORNsche Näherung. Der damit abgeschätzte totale Wirkungsquerschnitt ist deshalb besser als die BORNsche Näherung. Er liegt bei kleinen Stoßenergien noch unterhalb der exakten Werte und nähert sich bei höheren Energien der BORNschen Näherung. Böhning.

7603 B. Widom. *Inelastic molecular collisions near the threshold*. Phys. Rev. (2) **99**, 1658, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Cornell Univ.) Wegen der Unschärferelation verschwindet die Wahrscheinlichkeit dafür, daß

ein Molekülstoß unelastisch ist, an der Schwelle, im Gegensatz zum klassischen Verhalten. Der Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit hat die Form $k^{2l+1}(c_0 + c_1 k^2 + c_2 k^4 + \dots)$, wobei k auf die ein- oder ausgehende Welle bezogen ist; k = Wellenzahl, l = entsprechende Bahndrehimpulsquantenzahl. Daniel.

7604 Gregory H. Wannier. *The threshold law for single ionization of atoms or ions by electrons.* Phys. Rev. (2) **90**, 817—825, 1953, Nr. 5. (1. Jnni.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Die Abhängigkeit der Ionenausbeute von der Stoßenergie der Elektronen direkt oberhalb der Schwelle wird abgeleitet. Die Schwierigkeiten des wellenmechanischen Dreikörperproblems werden dadurch umgangen, daß Verf. nur den Übergang der beiden auslaufenden Elektronen in einem S-Zustand bei ruhendem Ion berücksichtigt und die Ionisationsrate als Phasenraumfluß durch eine Kugeloberfläche außerhalb der eigentlichen „Reaktionszone“ unter Voraussetzung der Ergodizität des Systems darstellt. Für Atome wächst die Ausbeute wie die 1,127te Potenz des Energieüberschusses. Bei Ionen liegt der Exponent zwischen dieser Zahl und Eins. Böhning.

7605 G. H. Wannier. *Threshold law for multiple ionization.* Phys. Rev. (2) **100**, 1180, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Ein Näherungsgesetz für die Abhängigkeit der Vielfach-Ionisationswahrscheinlichkeit von der Energie bei kleinen Energien wird angegeben. Nöldeke.

7606 L. Marton, J. Arol Simpson and T. F. McCraw. *Distribution of electrons scattered by gold.* Phys. Rev. (2) **99**, 495—499, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Die Energie- und Winkelverteilung von an Au gestreuten 20 keV-Elektronen wurde mit einem doppeltfokussierenden magnetischen 180°-Analysator gemessen, der eine Energieauflösung besser als 0,1% und eine Winkelauflösung besser als 10^{-3} Radian besitzt. Die Filme aus spektrochemisch reinem Au, verschieden in Dicke und Kristallorientierung, wurden durch Aufdampfen hergestellt; zur Präparation von Einkristallen wurde das Au auf 400°C heißes Steinsalz aufgedampft. Die Ergebnisse sind in Kurvenform wiedergegeben, häufig in kartographischer Darstellung (Energieverlust gegen Streuwinkel für Linien gleicher Intensität). Sie unterstützen die Auffassung von FARNSWORTH, daß die Streuung ein Zweistufenprozeß ist, wobei der Energieverlust vor oder nach der Beugung eintritt. Offenbar spielt eine abgeschirmte COULOMBSche Wechselwirkung eine beherrschende Rolle. Der Abfall des zentralen Maximums (Intensität gegen Winkel, log-log-Darstellung), gemessen an einem 100 Å dicken Einkristall, gehorcht keinem einfachen Potenzgesetz; der lineare Teil beim Energieverlust Null fällt mit der sechsten Potenz ab, der beim charakteristischen Verlust (24 eV) mit der dritten. Der bedeutsamste Unterschied zwischen Messungen bei Transmission und streifender Reflexion besteht in der viel größeren Verbreiterung der Energie- und Winkelverteilung im zweiten Fall. Daniel.

7607 William J. Byatt. *On the elastic scattering of slow electrons by atoms.* Phys. Rev. (2) **99**, 1630, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Alabama.) Die radiale Wellenfunktion für Elektronen vom Drehimpuls Null wurde in eine äquivalente Integralgleichung transformiert und durch Iteration in eine Potenzreihe entwickelt. Die beiden ersten Schritte im Iterationsprozeß ergaben phase shifts, die mit früheren exakten Rechnungen besser übereinstimmen als die BORNsche Näherung. Die benutzten Potentiale sind analytische Näherungen für HARTREE-Kurven. Der diskutierte Spannungsbereich ist 50 bis 700 Volt. Daniel.

7608 P. M. Stier and C. F. Barnett. *Electron capture cross section for protons.* Phys. Rev. (2) **99**, 1630, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Oak Ridge Nat. Lab.) Die früheren Messungen der Verff. wurden auf den Energie-

bereich 3 bis 30 keV ausgedehnt. Resultate wurden für die Einfangquerschnitte in Wasserstoff, Helium, Stickstoff, Sauerstoff, Neon und Argon mitgeteilt. Die Resultate stimmen gut mit den aus Abstreifquerschnitt und Verhältnis Einfang- zu Abstreifquerschnitt ermittelten Werten und mit den Ergebnissen von WHITIER für Wasserstoff und von HASTED und STEDEFORD für Helium überein. Der Querschnitt ist groß für leichter ionisierbare Gase (z. B. Argon), aber klein und geht bei kleinen Energien gegen Null in Gasen hohen Ionisationspotentials (z. B. Helium). Daniel.

7609 L. Marton, J. Arol Simpson and T. F. McCraw. *The distribution of electrons scattered in solids*. Phys. Rev. (2) **99**, 1648, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Nat. Bur. Stand.) In Fortsetzung früherer Messungen über die Energie- und Winkelverteilung von in Au gestreuten 20 keV-Elektronen wurde diese Verteilung jetzt an verschiedenen Elementen kleiner Ordnungszahl gemessen. Bei Al wurde ein viel stärkerer Abfall der Intensität mit dem Winkel gefunden als bei den andern Elementen: Faktor 10000 für etwa $1,2 \cdot 10^{-2}$ Radian (500 für Au, 200 für Be und C). Bei C und Be liegen die Beugungsmaxima an einer Stelle charakteristischen Energieverlusts und nicht beim Energieverlust Null, wie es bei Au und Al der Fall ist. Daniel.

7610 A. W. Blackstock, R. H. Ritchie and R. D. Birkhoff. *Mean free path for discrete electron energy losses in metallic foils*. Phys. Rev. (2) **100**, 1078—1083, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab., Health phys. Div.) Die früheren Arbeiten, insbesondere aber die verschiedenen Methoden der Messung und die Theorie von PINES und BOHM über die Plasmaoszillationen und deren Fortführung, werden eingehend behandelt. Zur experimentellen Untersuchung benutzten Verff. eine Elektronenkanone (5BP1), einen Beschleuniger, einen gleichen Verzögerer und einen auf 100 eV eingestellten elektrostatischen Analysator. Die Elektronen wurden dann in einem FARADAY-Auffänger gesammelt. Die zu untersuchenden Folien wurden zwischen Beschleuniger und Verzögerer gestellt; verändert wurden entweder das Beschleuniger- oder Verzögererpotential um einen kleinen Zusatzbetrag. Die erreichte Auflösung betrug im Energiebereich 15 bis 115 keV unabhängig von der Energie 2 eV. Folien von Al, Mg und Cu im Dickenbereich 14 bis $85 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ wurden mit Elektronen der Energien 25 bis 115 keV beschossen. Man beobachtete Energieverluste bei Vielfachen von 14,9 bzw. 10,7 eV bei Al bzw. Mg, während bei Cu nur ein Verlust bei 22,6 eV gefunden wurde. Die diesen Verlusten entsprechenden mittleren freien Weglängen, die sonst noch nicht untersucht worden sind und denen das Hauptaugenmerk dieser Arbeit galt, liegen im Bereich 25 ± 10 ; 165 ± 55 bzw. $90 \pm 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ für die drei Metalle. Die Größen dieser Verluste stimmen bei Al und Mg mit der Theorie von PINES und BOHM überein, wenn die Anzahl freier Elektronen pro Atom ungefähr gleich der Valenz genommen wird. Zusätzlich stimmt die mittlere freie Weglänge als Funktion der Energie im Fall des Al gut mit der Theorie überein. Daniel.

7611 Huseyin Yilmaz. *Wave functions and transition probabilities for light atoms*. Phys. Rev. (2) **100**, 1148—1153, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol.) Eine neue Methode zur Berechnung von Wellenfunktionen für Atome unter der Berücksichtigung der Elektronenkorrelation, die eine Erweiterung des Verfahrens von MORSE, YOUNG und HAURWITZ (s. diese Ber. **17**, 741, 1936) ist, wird beschrieben. Mit den neuen Wellenfunktionen werden die Multiplizitätsabstände in der $1s^2 2s^2 2p^2$ -Konfiguration und die Übergangswahrscheinlichkeiten für einige verbotene Nebellinien berechnet. Die Ergebnisse werden mit den experimentellen Messungen verglichen. Nöldeke.

7612 P. Gombás. *Lösung der mit der Korrelation erweiterten Grundgleichung des statistischen Atoms für von Null verschiedene Drucke.* Acta phys. hung. **5**, 123—129, 1955, Nr. 1. (Budapest, Univ. Techn. Wiss., Phys. Inst.) Die durch die Korrelationskorrektur erweiterte statistische Grundgleichung wird für die Edelgasatome Ne, Ar, Kr, Xe und für die edelgasähnlichen Ionen Na^+ , K^+ , Rb^+ , Cs^+ , F^- , Cl^- , Br^- und J^- für von Null verschiedenen Druck gelöst. Die Ergebnisse sind tabelliert. Nöldeke.

7613 S. L. Altmann and N. V. Cohan. *On the screening constants in the hydrogen molecule.* Trans. Faraday Soc. **50**, 1151—1158, 1954, Nr. 11 (Nr. 383). (Nov.) (Oxford, Math. Inst.; Buenos Aires, Argent.) Es wird gezeigt, daß eine Änderung der Abschirmkonstante, wie sie auf Grund der SLATERSchen Regeln erforderlich wäre, nicht notwendig ist. Die effektive Kernladung Z beträgt für eine isolierte, ionische, kanonische Struktur 0,93, für die gesamte Ionenstruktur 1,08, wenn der Kernabstand 0,74 Å beträgt. Thurn.

7614 F. Rohrlieh. *Analysis of the first short period and its isoelectronic sequences.* Phys. Rev. (2) **101**, 69—79, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Iowa City, I., State Univ., Dep. Phys.) Verf. untersucht die Konfigurationen $2p^n$, $2s2p^{n-1}$ und $2s^22p^{n-2}$ in allen bisher beobachteten Spektren mit der durch Einführung der TREESSchen Polarisationskorrektur und durch Berücksichtigung der Konfigurationsstörungen verbesserten SLATER-Methode. Es ergibt sich, daß der Polarisationsparameter annähernd linear von dem Ionisationsgrad q abhängt und daß die die Termabstände bestimmenden SLATER-Integrale der Konfiguration $2s^m2p^n$ lineare Funktionen von m , n und q sind. Die Ergebnisse werden mit den Resultaten der BACHER-GOUDSMIT-Methode und der HARTREESchen Näherung verglichen. Nöldeke.

7615 Th. A. M. van Kleef and P. F. A. Klinkenberg. *Structure of Ta I.* Phys. Rev. (2) **101**, 489, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Amsterdam, Nederl., Univ., Zeeman Lab.) In einer Berichtigung einer Arbeit von G. J. VAN DEN BERG wurden die prozentualen Anteile der reinen RUSSELL-SAUNDERS-Funktionen an den Eigenfunktionen der Terme der $5d^36s^2$ -Konfiguration des Ta I-Spektrums, die einen Gesamtdrehimpuls $J = 3/2$ und $J = 5/2$ besitzen, berechnet. Nöldeke.

7616 H. G. Kahle. *Analyse der Spektren und Zustände einiger Seltener Erden in monoklinen Chlorid-Einkristallen. I. Holmium-Chlorid $\text{HoCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$.* Z. Phys. **145**, 347—360, 1956, Nr. 3. (11. Mai.) Die Absorptionsspektren des Ho-Chlorids und des (HoY)-Chlorids werden mit der Dispersion von 1 Å/mm mit polarisiertem Licht bei Wasserstoff-Temperaturen aufgenommen und theoretisch analysiert. Das auf die Ho-Ionen wirkende Kristallfeld ergibt sich als ein elektrisches Feld der Symmetrie C_2 . Es wird bestimmt mit Hilfe der Auswahlregeln für elektrische und magnetische Dipolstrahlung. Die Kristallquantenzahlen der Termkomponenten im Kristallfeld werden bestimmt, ferner einige reelle Matrixelemente des Feldes. Aus ihrem Temperaturgang kann man auf eine anisotrope Kontraktion des Kristallgitters schließen. Hellwege.

7617 H. G. Kahle. *II. Erbium-Chlorid $\text{ErCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$.* Ebenda S. 361—367. (Darmstadt, T. H., Inst. Techn. Phys.) Mit derselben Anordnung wie beim Ho-Chlorid (s. vorstehendes Ref.) wird auch das Spektrum des Er-Chlorids untersucht. Auch hier ergibt sich aus dem Spektrum ein Termschema und eine Reihe von Matrixelementen des Kristallfeldes. Hellwege.

7618 D. Walsh. *The electron affinity of hydrogen in a microwave gas discharge.* J. Electronics 2, 444—448, 1956, Nr. 4. (Jan.) (Harlow, Essex, Serv. Electr. Res. Lab., Ext.) Das Füllgas in Sender-Empfängerschaltern soll freie Elektronen möglichst schnell einfangen. Meist wird dazu Wasserdampf verwendet. Es wird über Untersuchungen berichtet, die zeigten, daß ähnlich kurze Entionierungszeiten mit Wasserstoff erhalten werden. Dieses Resultat ist im Hinblick auf den allgemein angenommenen Wert für die Elektronenaffinität dieses Gases überraschend.
Busz-Peuckert.

7619 T. A. Littlefield and D. T. Turnbull. *Argon vacuum wave-length measurements.* Proc. roy. Soc. (A) 218, 577—586, 1953, Nr. 1135. (23. Juli.) (Newcastle upon Tyne, Univ., King's Coll.) Mit Hilfe von Reflexionsstufengittern wurden 84 Wellenlängenwerte für das Vakuum im Bereich von 3500 Å bis 4500 Å bestimmt. Als Lichtquelle wurde eine in flüssiger Luft gekühlte GEISSLER-Röhre mit niedrigem Argondruck (0,3 bis 0,5 Torr) verwendet. Für die Wellenlängenwerte wird eine Meßunsicherheit von $\pm 0,0001$ Å bzw. weniger als $\pm 0,0002$ Å angegeben. Die Differenzen zwischen den von den Verf. mitgeteilten und den von anderen Beobachtern (MEGGERS und HUMPHREYS, HUMPHREYS) ermittelten Wellenlängenwerten werden diskutiert. Als Ursachen werden genannt: Linienverschiebung durch Druck, Ungenauigkeit der von den verschiedenen Beobachtern benutzten Standardlinien (Cd rot bzw. sekundäre Kr-Standards) und Unsicherheit der Reduktion der Wellenlängenwerte von Luft auf Vakuum. Der Einfluß der Dispersion von Stufengittern wird theoretisch behandelt.

Engelhard.

7620 R. W. Stanley and G. H. Dieke. *Interferometric wave-lengths of iron lines from a hollow cathode discharge.* J. opt. Soc. Amer. 45, 280—286, 1955, Nr. 4. (Apr.) (Baltimore, Maryl., The Johns Hopkins Univ.) Mit einem FABRY-PEROT-Interferometer wurden die Wellenlängen von 189 Linien des in einer Hohlkathode angeregten Eisenspektrums gemessen. Die Linien sind beträchtlich schärfer als die des Eisennogens und die Wellenlänge der Linien ist von den Betriebsbedingungen der Lichtquelle weitgehend unabhängig. Eine Hohlkathode mit Neon als Trägergas und Eisenelektroden wird als Wellenlängensstandard-Lichtquelle vorgeschlagen.
Nöldeke.

7621 Seraphin A. Sullivan. *Interference measurements in the infrared spectrum of neon.* J. opt. Soc. Amer. 45, 1031—1032, 1955, Nr. 12. (Dez.) (Loudonville, N. Y., Siena Coll.) Die Wellenlängen von 23 im ultraroten Spektralbereich gelegenen Neonlinien wurden interferometrisch gemessen. Die recht gute Übereinstimmung der Ergebnisse mit denen von MEGGERS und HUMPHREYS (s. diese Ber. 16, 596, 1935) und mit denen von BURNS, ADAMS und LONGWELL (s. diese Ber. 29, 1789, 1959) legt es nahe, diese Wellenlängen als Standards im ultraroten Spektralbereich zu verwenden.
Nöldeke.

7622 Ta-You Wu. *Electron affinity of boron, carbon, nitrogen and oxygen atoms.* Phys. Rev. (2) 100, 1195—1196, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Council, Div. Pure Phys.) Mit Hilfe der BACHER-GOUDSMIT-Methode wurden die Elektronenaffinitäten des Bor-, Kohlenstoff-, Stickstoff- und des Sauerstoffatoms berechnet. Die negativen Ionen des Bors und des Stickstoffs erweisen sich als instabil, die Elektronenaffinitäten des Kohlenstoffs und des Sauerstoffs betragen 1,75 bzw. 1,13 eV. Der letzte Wert wurde experimentell von SCHÜLER und BINGEL zu 1,05 eV und von BRANSCOMB und SMITH zu 1,48 eV bestimmt.
Nöldeke.

7623 M. Parker Givens, Charles J. Koester and William L. Goffe. *Soft X-ray absorption of tellurium and vitreous and metallic selenium.* Phys. Rev. (2) 100,

1112—1115, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Rochester, N. Y., Univ., Inst. Opt.) Die Absorption von metallischem Selen wurde mit der der glasigen Konstitution im Gebiet zwischen 200 und 240 Å verglichen. Für diese beiden Zustandsformen und für Tellurium ließ sich die Absorptionsbande in zwei Teilbanden aufspalten, und eine Neubestimmung der M_{IV} - M_V -Niveaus (1,2 eV) von Selen und der N_{IV} - N_V -Niveaus (1,6 eV) von Tellurium ermöglichte. Weyerer.

7624 Robert Novick, Edgar Lipworth and Paul F. Yergin. *Fine structure of singly ionized helium.* Phys. Rev. (2) **100**, 1153—1173, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (New York, N. Y., Columbia Univ., Radiat. Lab.) Mit einer Mikrowellenmethode wurde die Energiedifferenz zwischen dem $2^2S_{1/2}$ - und dem $2^2P_{1/2}$ -Zustand des He II-Spektrums gemessen. Durch einen eine μsec langen Impuls von 250 eV-Elektronen werden He-Atome in den metastabilen $2^2S_{1/2}$ -Zustand des Ions angeregt. Nach etwa einer $1/4 \mu\text{sec}$ sind alle kurzlebigen Zustände von Atomen und Ionen zu den entsprechenden Grundzuständen zurückgefallen. Dann wird durch Einstrahlung eines Mikrowellenimpulses der $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{1/2}$ Übergang erzwungen. Der $2^2P_{1/2}$ -Zustand zerfällt sofort unter Aussendung eines 40,8 eV Photons in den $1^2S_{1/2}$ -Grundzustand. Die Photonen werden durch in Koinzidenz mit dem Mikrowellengenerator geschaltete Zähler für Photoelektronen nachgewiesen. Die Verschiebung des $2^2S_{1/2}$ -Zustandes gegenüber dem $2^2P_{1/2}$ -Zustand wurde zu $14043 \pm 13 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ gemessen, der theoretisch berechnete Wert beträgt $14043,2 \pm 3,0 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$. Nöldeke.

7625 P. Kusch. *Redetermination of the hyperfine splittings of hydrogen and deuterium in the ground state.* Phys. Rev. (2) **100**, 1188—1190, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (New York, N. Y., Columbia Univ., Dep. Phys.) Mit der magnetischen Atomstrahlresonanzmethode wurde die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes für den Wasserstoff und das Deuterium erneut mit sehr großer Genauigkeit zu $\Delta \nu(\text{H}) = (1420,40573 \pm 0,00005) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ und $\Delta \nu(\text{D}) = (327,384302 \pm 0,000030) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ gemessen. Das Ergebnis für den Wasserstoff ist in Übereinstimmung mit dem durch paramagnetische Resonanzabsorption bestimmten Wert (WITKE und DICKE, s. diese Ber. S. 429.) Nöldeke.

7626 Juergen W. Heberle, Haskell A. Reich and P. Kusch. *Hyperfine structure of the metastable hydrogen atom.* Phys. Rev. (2) **101**, 612—620, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (New York, N. Y., Columbia Univ., Columbia Radiat. Lab.) Die Hyperfeinstrukturaufspaltung des metastabilen $2^2S_{1/2}$ -Zustandes des Wasserstoffs wurde mit einer neuen magnetischen Atomstrahlresonanzmethode gemessen. Zum Nachweis der Hochfrequenzübergänge wurde die Tatsache benutzt, daß metastabile Wasserstoffatome mit einem $m_J = -1/2$ wesentlich kurzlebiger sind als Atome mit einem $m_J = +1/2$, wenn sie ein Magnetfeld von etwa 575 Gauß passieren. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung wurde zu $\Delta \nu(2\text{ S}) = (177556,86 \pm 0,05) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ gemessen. Für das Verhältnis $R = \Delta \nu(2\text{ S})/\Delta \nu(1\text{ S})$ ergibt sich daraus mit Hilfe des gut bekannten Wertes für die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes $R = 1/8 (1,0000346 \pm 0,0000003)$. Dieser Wert weicht etwas von dem von der Theorie berechneten Wert ab und weist auf die Existenz quantenelektrodynamischer Terme höherer Ordnung hin. Nöldeke.

7627 A. Lurio and A. G. Prodell. *Hfs separations and Hfs anomalies in the $2^2P_{1/2}$ state of Ga^{69} , Ga^{71} , Tl^{203} and Tl^{205} .* Phys. Rev. (2) **101**, 79—83, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (New York, N. Y., Columbia Univ.) Mit der magnetischen Atomstrahlresonanzmethode wurden die Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Grundzustände des Galliums und des Thalliums gemessen. Die Ergebnisse sind: $\Delta \nu(\text{Ga}^{69}) = (2677,9875 \pm 0,0016) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$, $\Delta \nu(\text{Ga}^{71}) = (3402,6946 \pm 0,0013) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$, $\Delta \nu(\text{Tl}^{203}) = (21105,447 \pm 0,005) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ und $\Delta \nu(\text{Tl}^{205}) = (21310,335 \pm 0,005)$

$\cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$. Unter Verwendung der mit der Kernresonanzmethode gemessenen Verhältnisse der Kern-g-Faktoren werden die Hyperfeinstrukturanomalien berechnet und mit den theoretischen Werten verglichen. Nöldeke.

7628 John M. Harriman. *Numerical values for hydrogen fine structure.* Phys. Rev. (2) **101**, 594—598, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Stanford, Calif., Univ., Dep. Phys.) Mit Hilfe der BETHEschen „mittleren Anregungspotentiale“ werden die Termabstände der Wasserstoffterme $n^2S_{1/2}$ — $n^2P_{1/2}$ zu $1057,21 \pm 0,16$ ($n = 2$), $314,690 \pm 0,047$ ($n = 3$), und $132,998 \pm 0,020$ ($n = 4$) (in 10^6 sec^{-1}) berechnet. Weiter wurden die Oszillatorenstärken der Wasserstofflinien für alle Übergänge zwischen den Termen der Hauptquantenzahlen 1, 2, 3 und 4 und Termen mit einer Hauptquantenzahl < 50 berechnet. Nöldeke.

7629 Gentaro Araki. *Quantum-electrodynamical fourth-order corrections for triplet fine structure of helium.* Phys. Rev. (2) **101**, 1410—1411, 1956, Nr. 4. (15. Febr.) (Yosida, Kyoto, Jap., Univ., Fac. Engug.) Unter Berücksichtigung des Einflusses des Eielektronen-LAMB-shift und des anomalen magnetischen Momentes auf die Spin-Bahn und Spin-Spin-Kopplung der Elektronen werden quantenelektrodynamische Korrekturen 4. Ordnung zur Triplettfeinstrukturaufspaltung des Heliums berechnet. Die Korrekturen sind innerhalb der Fehlergrenzen der optischen Messungen, sie sind jedoch größer als die erreichbare Genauigkeit bei einem Mikrowellenexperiment. Nöldeke.

7630 G. S. Bogle, J. N. Dodd and K. H. Purser. *Back-Goudsmit effect in Hfs of $\text{Na}^{23}\text{P}_{3/2}$ and the electric quadrupole interaction coefficient.* Phys. Rev. (2) **101**, 246, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Dunedin, N. Zeal., Univ., Dep. Phys.) Die Messungen der Hyperfeinstruktur des $3P_{3/2}$ -Zustandes des Na^{23} von SAGALYN (Phys. Rev. **94**, 885, 1954) und von PERL, RABI und SENITZKY (Phys. Rev. **97**, 838, 1955) lassen für die Größe der Quadrupolkopplungskonstante zwei Möglichkeiten offen. Verff. weisen darauf hin, daß ein Doppelresonanzexperiment bei einem Magnetfeld, das den PASCHEN-BACK-Effekt der Hyperfeinstruktur erzwingt, diese Zweideutigkeit beheben sollte. Nöldeke.

7631 R. L. Christensen, D. R. Hamilton, A. Lemonick, F. M. Pipkin, J. B. Reynolds and H. H. Stroke. *Spins and hyperfine structure separations of radioactive Au^{198} and Au^{199} .* Phys. Rev. (2) **101**, 1389—1395, 1956, Nr. 4. (15. Febr.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.) Mit der fokussierenden magnetischen Atomstrahlmethode wurden die Kerndrehimpulsquantenzahlen I und die Hyperfeinstrukturaufspaltungen des Grundzustandes des Goldes für die beiden radioaktiven Isotopen Au^{198} und Au^{199} gemessen. Die Ergebnisse sind: $I = 2$ für Au^{198} und $I = 3/2$ für Au^{199} ; $\Delta \nu (\text{Au}^{198}) = (1800 \text{ bzw. } 22500 \pm 150) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ und $\Delta \nu (\text{Au}^{199}) = (11110 \text{ bzw. } 11180 \pm 130) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ unter der Annahme, daß das magnetische Moment der Kerne positiv bzw. negativ ist. Nöldeke.

7632 D. A. Jackson. *Isotope effect in the spectrum of indium I.* Phys. Rev. (2) **101**, 1425—1426, 1956, Nr. 4. (15. Febr.) (Bellevue, Seine et Oise, France, Centre Nat. Rech., Lab. A. Cotton.) An fünf Spektrallinien des Indium-I-Spektrums wurde die Isotopieverschiebung zwischen den Indiumisotopen In^{113} und In^{115} mit einem FABRY-PEROT-Interferometer unter der Verwendung von natürlichem Indium und einer Probe, in der das seltene In^{113} auf 50% angereichert war, untersucht. Die gemessenen Isotopieverschiebungen betragen etwa $10 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Nöldeke.

7633 John G. Conway and Ralph D. McLaughlin. *Isotope shift and wavelengths of the curium spectrum.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 91—93, 1956, Nr. 2. (Febr.) (Berkeley, Calif., Univ., Rad. Lab.) Die Isotopieverschiebung im Curium-Spektrum wurde

zwischen 3050 und 5250 Å mit zu 90% reinen Proben von Cm^{242} und Cm^{244} untersucht. Die in 148 Linien beobachteten bis zu $1310 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ betragenden Isotopieverschiebungen sind tabelliert. Nöldeke.

7634 Fred McClung and John R. Holmes. *Isotope shift in the spectra of Hg^{198} - Hg^{202} .* Phys. Rev. (2) **100**, 192—1793, 1954, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. South. Calif.) Schön.

7635 W. Lochte-Holtgreven und W. Nissen. *Über das Elektronenaffinitätsspektrum neutraler Wasserstoffatome.* Z. Phys. **133**, 124—133, 1952, Nr. 1/2. (15. Sept.) (Kiel, Inst. Experimentalphys.) Neutrale Atome mit Elektronenaffinität sollten bei Anlagerung oder Abtrennung eines Elektrons ein Kontinuum in Emission oder Absorption zeigen. Dieses Kontinuum ist im allgemeinen von dem bekannten Ionisationskontinuum (Anlagerung oder Abtrennung von Elektronen an Ionen) und von dem Kontinuum überlagert, welches mit der Dissoziation und Rekombination der im allgemeinen zu Molekülen zusammengeschlossenen Atome zusammenhängt. Für das Wasserstoffmolekül lassen sich die beiden letzteren Anteile abschätzen. An einem stabilisierten Lichtbogen in Wasserstoffgas weisen Verf. nach, daß die Intensität des kontinuierlichen Untergrundes größer als die Summe dieser Anteile ist. Für den Überschuß wird das Auftreten eines H-Kontinuums verantwortlich gemacht. Engelhard.

7636 Yoshio Tanaka. *Continuous emission spectra of rare gases in the vacuum ultraviolet region.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 710—713, 1955, Nr. 9. (Sept.) (Air Force Cambridge Res. Center, Geophys. Res. Direct.) In normaler Gasentladung unter Drucken von rund 10 bis 500 Torr wurden in Kr und A kontinuierliche Emissionsspektren gefunden, die, ähnlich wie es Y. TANAKA und M. ZELIKOFF (J. opt. Soc. Amer. **44**, 254, 1954) in Xe fanden, von ihren Resonanzlinien bis etwa 1850 Å in Kr und 1650 Å in A reichen. Die Intensität der Kontinua fällt stark mit abnehmendem Atomgewicht. Die Spektren in ihrem Erscheinungsbild in Abhängigkeit von den Entladungsparametern sind im übrigen dem entsprechenden näher untersuchten Xe-Spektrum so ähnlich, daß sie den gleichen Molekülübergängen zugeschrieben werden. Auf einen Vergleich mit den He- und Ne-Spektren wird kurz eingegangen. Vorteile der untersuchten Kontinua gegenüber dem LYMAN-Kontinuum als Lichtquelle für das Studium von Absorptionsspektren verschiedener Molekül-gase werden erörtert. A. Bauer.

7637 R. L. Saxton and H. G. Driekamer. *Thermal diffusion in mixtures of tetrachloroethane with normal paraffin hydrocarbons.* J. chem. Phys. **22**, 1287—1288, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Urbana, Ill., Univ., Dep. Chem., Chem. Engng.) Die Thermodiffusion an binären Mischungen von 50 Mol% Tetrachloräthan mit normalen Paraffinkohlenwasserstoffen mit 6, 7, 8, 9, 14 und 18 C-Atomen wurde im Temperaturbereich 5—55°C bei Atmosphärendruck untersucht. Die Kohäsionsenergien, die Thermodiffusionsverhältnisse α und die sterischen Faktoren, d. h. die Anzahl Moleküle, die ein Loch füllen, sind in Abhängigkeit von der Temperatur angegeben. Die letzteren erwiesen sich bis C8 oder C9 als unabhängig von der Kettenlänge, sie lagen bei 0,63 bis 0,69 für $\text{C}_2\text{H}_2\text{Cl}_4$ und bei 1,31 bis 1,37 für die Kohlenwasserstoffe. Demnach erscheint die Segment-Bewegung sehr wahrscheinlich, die Länge der Segmente beträgt 8 C-Atome. M. Wiedemann.

7638 S. Altshuler. *Ingoing waves in the final state of ionization problems.* Nuovo Cim. (10) **3**, 246—251, 1956, Nr. 2. (1. Febr.) (Los Angeles, Ramo-Wolldridge Corp.) Das Ionisationsproblem wird neu formuliert und zeigt in dieser Form, wie die Wellen-Modifikationen der Endzustände direkt abgeleitet werden können. Die Analyse ist allgemein und schließt Wechselwirkungen ein, die explizit zeitabhängig sind. Busz-Peuckert.

7639 W. B. Payne and J. S. Levinger. *Relativistic radiative transitions.* Phys. Rev. (2) **101**, 1020—1026, 1956, Nr. 3. (1. Febr.) (Baton Rouge, Louis., State Univ.) Die Oszillatorenstärken der Übergänge von höheren diskreten Zuständen zum 1-s-Grundzustand wurden für ein DIRAC-Elektron im COULOMB-Feld berechnet. Numerische Werte für das Blei ($Z = 82$) zeigen, daß die relativistischen retardierten Oszillatorenstärken für jede Schale etwa 0,8 des nichtrelativistischen Werts betragen. Durch Extrapolation bis zur Seriegrenze wurde der Wirkungsquerschnitt für den Photoprozeß berechnet. Der beim Blei zu 740 barn berechnete Wirkungsquerschnitt ist um 23% größer als der von HULME, McDougall, BUCKINGHAM und FOWLER (s. diese Ber. **16**, 1678, 1935) berechnete Wert. Weiter wurde die Summe der Oszillatorenstärken für alle Übergänge von diskreten Zuständen und von den kontinuierlichen Zuständen bis zu einer Energie von 10 MeV zu 0,85 berechnet. Nöldeke.

7640 E. H. S. Burhop and R. Marriott. *The destruction of metastable helium atoms by collision-induced radiation.* Proc. phys. Soc., Lond. (A) **69**, 271—279, 1956, Nr. 3 (Nr. 435 A). (1. März) (London, Univ. Coll., Phys. Dep.) Berechnet wird der Wirkungsquerschnitt für die Zerstörung von He (2^1S) durch Zusammenstöße mit normalen He-Atomen. Für die Wechselwirkung zwischen solchen Atomen existiert nach BUCKINGHAM und DALGARNO eine Potentialschwelle, deren Höhe zu 0,26 eV berechnet wird für Abstände $> 2,1 \cdot 10^{-8}$ cm. Damit wird der Wirkungsquerschnitt bei Zimmertemperatur $9 \cdot 10^{-26}$ cm². Dieser Wert ist um Größenordnungen niedriger als der gemessene, und es bleibt selbst dann noch eine sehr große Diskrepanz, wenn man die Potentialschwelle außer Betracht läßt.

G. Schumann.

7641 S. Heron, R. W. P. McWhirter and E. H. Rhoderick. *Measurements of lifetimes of excited states of helium atoms.* Proc. roy. Soc. (A) **234**, 565—583, 1956, Nr. 1199. (6. März.) (Glasgow, Univ., Dep. Natur. Philos.) Es wird eine neue Methode zur Messung von Lebensdauern angeregter Zustände beschrieben. Atome im Grundzustand werden durch niederenergetische Elektronen kurzzeitig (10^{-8} sec) angeregt und das beim Rückfall emittierte Photon mit einem Photomultiplier gemessen. Die Untersuchung bestimmter Anregungszustände wird durch Frequenzfilterung der Photonen erreicht. Durch Registrierung der Verzögerung der Koinzidenz zwischen Elektronenimpuls und Multiplierimpuls kann die Lebensdauer gemessen werden. Einige Meßergebnisse in Helium werden mitgeteilt und mit berechneten Werten verglichen. Busz-Peuckert.

7642 Josef Tomiser. *Eigendruckverbreiterung der Kaliumlinien 7664, 91 Å und 7698,98 Å und ihrer Zeemankomponenten in Absorption.* Acta phys. austr. **8**, 323—331, 1954, Nr. 4. (Juli.) (Wien, T. H., Phys. Inst.) Die Eigendruckverbreiterung der Kaliumresonanzlinien $\lambda = 7664,9$ und $\lambda = 7698,9$ Å und die Verbreiterung der ZEEMAN-Komponenten wurde bei Drucken zwischen $2 \cdot 10^{-5}$ und 10^{-1} Torr gemessen. Die kurzwelligere Linie wird stärker verbreitert als die langwelligere, die Verbreiterung ist erst bei höheren Drucken linear, die Druckverbreiterung der ZEEMAN-Komponenten erfolgt linear. Nöldeke.

7643 J. A. Berberet and K. C. Clark. *Resonance irradiation of mercury vapor in nitrogen.* Phys. Rev. (2) **100**, 506—516, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Seattle, Wash. Univ., Dep. Phys.) In einem mit Quecksilberdampf und Stickstoff gefüllten Absorptionsgefäß wurden durch Einstrahlung der $\lambda = 2537$ Å-Quecksilberlinie metastabile 6^3P_0 -Quecksilberatome erzeugt und eine Reihe von Erscheinungen untersucht. Die Besetzung des 6^3P_0 -Zustandes wurde durch die Absorption der Linie $\lambda = 4047$ Å ($6^3P_0 - 7^3S_1$) in Abhängigkeit von der Intensität der $\lambda = 2537$ Å-Linie und dem N_2 -Druck gemessen. Außerdem wurde die Häufigkeit der

Bildung von Quecksilbermolekülionen und die Intensität des Emissionskontinuums bei $\lambda = 4850 \text{ \AA}$ in Abhängigkeit von N_2 -Druck und Intensität der $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ -Linie gemessen. Die Ergebnisse sind graphisch dargestellt und werden im Hinblick auf ältere Messungen und theoretische Berechnungen eingehend diskutiert.

Nöldeke.

7644 Á. Budó und I. Kovács. Über den $^4\Pi$ -Zustand des O_2^+ -Moleküls. *Acta phys. hung.* **4**, 273—290, 1955, Nr. 3. (Budapest, Akad. Wiss., Phys. Zentralforschungsinst., Spektrosk. Abt.) Bei Feinstrukturuntersuchungen des $^4\Pi_u$ -Zustandes des O_2^+ -Moleküls wurde eine Multiplettaufspaltung beobachtet. Diese wich in ihrer Abhängigkeit von der Rotationsquantenzahl J außergewöhnlich stark von den theoretischen Ergebnissen nach VAN VLECK ab. Eine neue Berechnung auf Grund der Wellenmechanik mit der Bahn-Spin-Wechselwirkung als Störung ergab eine wesentlich bessere Übereinstimmung, wenn man annimmt, daß der $^4\Pi$ -Zustand durch zwei $^2\Pi$ -Zustände beeinflusst wird. Durch Wechselwirkung mit $^4\Sigma$ -, $^4\pi$ - oder $^4\Delta$ -Zuständen konnte die Größe der beobachteten Abweichungen nämlich nicht gedeutet werden. So ließen sich aus der Theorie dieser Störung die angenäherte Lage und die Multiplettkonstante des einen, bisher nicht beobachteten $^2\Pi$ -Termes angeben.

P. Haug.

7645 Henry Aroeste. *Correlation between infrared intensities, dissociation energies and equilibrium internuclear distances for diatomic molecules.* *J. chem. Phys.* **22**, 1273—1274, 1954, Nr. 7. (Juli.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Guggenheim Jet Propuls. Center.) Anhand der Daten für HBr, HCl, NO und CO ergibt sich die Ableitung des Dipolmoments $\delta\mu/\delta r$ für den Gleichgewichtskernabstand $r = r_0$ proportional zur Dissoziationsenergie E , dividiert durch r_0^2 .

Brügel.

7646 George C. Dousmanis. *Magnetic hyperfine effects and electronic structure of NO.* *Phys. Rev.* (2) **97**, 967—970, 1955, Nr. 4. (15. Febr.) Kurzer Sitzungsbericht ebenda **98**, 1160, Nr. 4. (15. Mai.) (New York, N. Y., Columbia Univ., Rad. Lab.) Der Verf. gibt eine vereinfachte Ableitung der Theorie der Hyperfeinstruktur für zweiatomige Moleküle an. Ausführlicher wurde die Theorie schon früher von FROSCHE und FOLEY (s. diese Ber. **32**, 1635, 1953) behandelt. Der Vergleich der experimentellen Hyperfeinstrukturdaten mit der Theorie ergibt, daß die Elektronenverteilung zu 65% $\text{N} = \text{O}$ - und zu 35% $\text{N}^+ = \text{O}^+$ -Charakter hat. Das ungepaarte Elektron befindet sich zur Hauptsache in einer $2p\pi$ -Bahn mit einer Beimischung von 2,5% einer $2s$ -Bahn.

Andresen.

7647 William N. Lipscomb. *Structures of the boron hydrides.* *J. chem. Phys.* **22**, 985—988, 1954, Nr. 6. (Juni.) (Minneapolis, Minn., Univ., School Chem.) Die experimentellen Ergebnisse der Untersuchungen an den Borhydriden: B_2H_6 , B_4H_{10} , B_5H_9 , B_5H_{11} und $\text{B}_{10}\text{H}_{14}$, insbesondere die Daten der Röntgen- und Elektronenbeugung, werden zusammengestellt und diskutiert. Strukturmodelle sind wiedergegeben, die B-B- und die weit weniger sicheren B-H-Abstände sowie die Bindungsgrade sind tabelliert. Die folgenden Strukturprinzipien: Anordnung als Bruchteile von Octa- oder Icosaedern, Wasserstoffbrücken in den offenen Teilen des Moleküls, Kopplung von fünf oder sechs B-Atomen und die Bildung von Bor-Dreiecken werden hervorgehoben. Auf die Hybridisation beim Bor wird eingegangen.

M. Wiedemann.

7648 W. H. Eberhardt, Bryce Crawford jr. and William N. Lipscomb. *The valence structure of the boron hydrides.* *J. chem. Phys.* **22**, 989—1001, 1954, Nr. 6. (Juni.) (Atlante, Georgia, Inst. Technol., School Chem.; Minneapolis, Minn., Univ., School Chem.) Bei der Diskussion der Strukturen der bekannten Borhydride:

B_2H_6 , B_4H_{10} , B_5H_9 , B_5H_{11} und $B_{10}H_{14}$, und ihrer Dipolmomente machen Verff. Gebrauch von dem Begriff der dreizentrischen Bindung, bei der drei Atome drei Bahnen liefern, von denen eine Bindungs- und zwei Antibindungsbahnen gebildet werden. Sie nehmen ferner an, daß alle Bindungsbahnen mit Elektronen gefüllt sind und verwenden die Antibindungsbahnen nicht. Auf die Beziehungen zum Elektronenmangel wird hingewiesen. Verff. machen die folgenden Grundannahmen: Nur die $1s$ -Bahn des Wasserstoffs und die vier $2sp^3$ -Bahnen des Bors werden benützt. Die äußeren B-H-Bindungen werden als normal, lokalisiert und einfach betrachtet. Die B-H-B-Brücken werden als dreizentrische lokalisierte Bindungen angesehen. Die übrigen Bahnen und Elektronen werden dem Gerüst der Molekülbahnen zugeteilt. Verff. machen auch einige Voraussagen über die hypothetischen Verbindungen: B_4H_4 , B_6H_6 , $B_{12}H_{12}$, B_2H_9 , B_6H_{10} und B_8H_{16} .
M. Wiedemann.

7649 Roland S. Barker and Henry Eyring. *Evaluation of some electron repulsion integrals needed in molecular quantum mechanics. A method of calculation of two electron multi-center repulsion integrals without the use of the Neumann expansion.* J. chem. Phys. **22**, 1177—1181, 1954, Nr. 7. (Juli.) (Salt Lake City, Utah, Univ., Dep. Chem.) Die in der Quantenmechanik auftretenden dreizentrischen Elektronenabstoßungs-Integrale werden nach einer Methode behandelt, die zuerst über die Koordinaten eines Elektrons und dann der anderen integriert. Dabei wird eine MACLAURIN-Ausdehnung des Ausdrucks in elliptischen Koordinaten eines der Elektronen-Abstände eingeführt. Für die effektiven Kernladungen werden keine Beschränkungen eingeführt. Das Verfahren wird zunächst auf das H_3 -Molekül angewandt, die Ausdehnung auf kompliziertere Moleküle wird angedeutet. Die Integrationsformeln werden als rasch konvergierende Reihen angegeben.
M. Wiedemann.

7650 Lionel Goodman and Harrison Shull. *Modification of the naive MO method.* J. chem. Phys. **22**, 1138, 1954, Nr. 6. (Juni.) (Ames, Iowa, State Coll., Inst. Atomic Res., Dep. Chem.) Es wurde ein Verfahren entwickelt, die Vorzüge der LCAO MO-Methode mit denen der ASMO zu vereinen und die Nachteile zu vermeiden. Die halbempirische Annäherung wird durch theoretisch berechnete Abstoßungsintegrale verbessert. Die Gleichung für die Übergangsenergie des Prozesses $a \rightarrow b$ ermöglicht ein empirisches β^* aus dem Singulett oder Triplett-Absorptionsband zu erhalten. So können andere Übergangsenergien ermittelt und die Konfigurationswechselwirkung berücksichtigt werden.
M. Wiedemann.

7651 Lionel Goodman and Harrison Shull. *A semi-empirical treatment of $n-\pi$ transitions.* J. chem. Phys. **22**, 1138—1139, 1954, Nr. 6. (Juni.) (Ames, Iowa, State Coll., Inst. Atomic Res., Dep. Chem.) Das in der vorstehenden Arbeit erwähnte Verfahren wird auf einen Übergang zwischen einer Nicht-Bindungsbahn (n) und einer Antibindungs π_z -Bahn b angewandt. Die $n-\pi$ -Übergangsenergien und die Oszillatorstärken können so unabhängig aus $\pi-\pi$ -Spektren ermittelt werden. Es lassen sich einige Aussagen machen über: die Identifikation eines gegebenen Übergangs, über die Singulett-Triplett-Aufspaltung, über die fehlende Konfigurationswechselwirkung zwischen n und π -Zuständen, über die Wirkung weiterer Substitutionen und über n_x^5 und n_y^5 -Übergänge.
M. Wiedemann.

7652 John R. Platt. *The box model and electron densities in conjugated systems.* J. chem. Phys. **22**, 1448—1455, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Chicago, Ill., Univ., Phys. Dep.) Auf der Grundlage des Schachtel-Modells, bei dem sich die π -Elektronen in einer, einer dreidimensionalen Schachtel entsprechender Form bei konstantem Potential frei bewegen, werden die Dichte-Verteilungen der π -Elektronen in den

konjugierten Kohlenwasserstoffen: Hexatrien, Naphthalin oder Azulen, Anthracen, Porphin, Biphenyl, Perylen, Pyren, Benzol, Coronen und Phenanthren, beschrieben. Es ergeben sich ringförmige Bereiche hoher Dichte an den Stellen des Rings des Kohlenstoff-Skeletts. Weiterhin fallen die Dichte-Maxima im allgemeinen zusammen mit den Bindungen hoher Ordnung oder den Atomen hoher Dichte, wie sie nach der Resonanztheorie, der LCAO-Theorie oder der Theorie des Netzwerks aus freien Elektronen erhalten werden. Das Theorem der Stabilität von Dichte und Übergangsenergie bei Änderung der Einteilchen-Potentialfunktion wird diskutiert. Das Schachtel-Modell führt zu einem periodischen System der Stabilität konvex konjugierter Kohlenwasserstoffe. Einige möglicherweise stabile Kohlenwasserstoffe der Formeln $C_{12}H_6$, $C_{20}H_8$ und $C_{28}H_{10}$ werden vorausgesagt.

M. Wiedemann.

7653 Sadhan Basu. *Nitrogen electronegativity correction in free electron network theory.* J. chem. Phys. **22**, 1625, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Calcutta, India, Indina Ass. Cultiv. Sci.) Die Übereinstimmung zwischen gemessenen und nach der Theorie des Netzwerks aus freien Elektronen berechneten Absorptionswellenlängen wird verbessert, wenn die höhere Elektronegativität des Stickstoffs gegenüber dem Kohlenstoff, die eine Potentialmulde mit sich bringt, berücksichtigt wird. Als Beispiele sind MITCHLERS-Hydrol-Blau und BINDSCHEDLERS Grün durchgerechnet.

M. Wiedemann.

7654 Henri Lumbroso et Charles Marschall. *Étude de la mésomérie des thiols et des sulfures aromatiques.* J. Chim. phys. **49**, 385—393, 1952, Nr. 6. (Juni.) Berichtigung ebenda S. 645, Nr. 11/12. (Nov./Dez.) (Villers-Saint-Paul, Lab. Chim. Gén. Sorbonne Service Scient.) Bei 20°C wurden in benzolischer Lösung dielektrische Messungen durchgeführt an Thiophenol, Thioanisol, den entsprechenden p-Methylderivaten, 1-Thio-4-brom-naphthalin, Methyl- und tertiäres Butyloxyd. Durch Vergleich mit geeigneten aliphatischen Derivaten wurden die mesomeren Momente, d. h. die von der Wechselwirkung der π -Elektronen durch den Mesomeren-Effekt zwischen dem Substituenten und dem aromatischen Ring herrührenden Momente, des Thiophenols und des Thioanisols zu 0,4 D ermittelt. Sie sind also viel kleiner als die des Phenols von über 0,6 D und des Anisols von über 0,8 D. Demnach ist die Konjugation zwischen S und Benzolring geringer als die zwischen O und Benzolring. Nach einem Vergleich der mesomeren Momente verschiedener aromatischer S und O-Verbindungen diskutieren Verf. das niedere Moment des 1,8 Naphthalindisulfids. Weiterhin wird die räumliche Struktur von Dithio-1,8 und Dimethylthio-1,8-Naphthalin behandelt.

M. Wiedemann.

7655 N. W. Luft. *Potential barriers about double bonds.* J. phys. Chem. **59**, 572 bis 574, 1955, Nr. 6. (17. Juni.) (Cheadle Hulme, Ches.) Die Potentialsschwellen bei der Äthylen-Doppelbindung werden erörtert und die Literaturangaben diskutiert. Bei den Äthylenderivaten können unter Umständen die Torsionsschwingungen von den anderen nicht-ebenen Oszillationen abgetrennt werden. Die verschiedenen Beiträge zur Torsionspotentialschwelle, nämlich die der beiden π -Elektronen, die abstoßenden Kräfte zwischen nichtbenachbarten Bindungen und einsamen Elektronenpaaren, sowie die Wechselwirkungen dieser Ladungswolken mit den π -Elektronen, werden abgeschätzt.

M. Wiedemann.

7656 R. Norman Jones, Camille Sandoz et D. E. Truckner. *La structure moléculaire du tétracyclone.* J. Phys. Radium **15**, 320, 1954, Nr. 4. (Apr.) (Ottawa, Nat. Res. Coun., Div. pure Chem.)

H. Ebert.

7657 Joe Ham. *The spectra of iodine solutions. I. The effects of low temperatures upon iodine complexes. II. The effects of high pressures upon iodine complexes.*

III. The $^3\Pi_1-^1\Sigma^+$ transition of the iodine molecule in solution. J. Amer. chem. Soc. **76**, 3875—3880, 3881—3885 u. 3886—3887, 1954, Nr. 15. (5. Aug.) (Wilmington, Delaware.)

7658 Taku Uémura et Seinosuké Miyakawa. *Etudes spectrochimiques des complexes métalliques du troponoïde.* Sci. of Light **2**, 146—149, 1953, Nr. 2. (März.) (Tokyo, Inst. Technol., Lab. Chim. min.) H. Ebert.

7659 J. G. Winans und M. P. Heitz. *The energy of dissociation of Hg_2 .* Z. Phys. **133**, 291—296, 1952, Nr. 1/2. (15. Sept.) (Wisconsin (USA), Univ.) Aus der bei verschiedenen Temperaturen (T_1 , T_2) gemessenen Gesamtintensität einer Hg_2 -Absorptionsbande bei 2345 Å wird das Verhältnis n_1/n_2 = Zahl der Hg_2 -Moleküle bei der Temperatur T_1 dividiert durch Zahl der Hg_2 -Moleküle bei der Temperatur T_2 ermittelt. Nach einer von KOERNICKE (s. diese Ber. **6**, 1642, 1925) bzw. von GIBSON und HEITLER (s. diese Ber. **9**, 2144, 1928) abgeleiteten Formel kann daraus die Dissoziationsenergie D_0 berechnet werden. $D_0 = 0,071$ eV ist in diesem Falle die Dissoziationsenergie für ein Hg_2 -Molekül in einem mittleren Zustand der Rotation bei der jeweiligen Versuchstemperatur. Um daraus den Wert der Dissoziationsenergie für ein nicht rotierendes Molekül ($T = 0^\circ K$) abzuleiten, wird die Potentialfunktion für diesen Fall aus der Potentialfunktion für ein rotierendes Hg_2 -Molekül und aus den bekannten Werten der Rotationsenergie berechnet. Auf diesem Wege leiten Verf. den Wert für die Dissoziationsenergie bei der Temperatur $0^\circ K$ ab, der sich sowohl mit dem durch spektroskopische Messungen ermittelten, als auch mit dem aus der LONDON'schen Gleichung berechneten theoretischen Wert in guter Übereinstimmung befindet. Engelhard.

7660 J. G. Winans und M. P. Heitz. *Die Dissoziationsenergie von Hg_2 .* Z. Phys. **135**, 406—407, 1953, Nr. 4. (31. Juli.) (Wisconsin, USA., Univ.) Einige Berichtigungen zu voranstehender Untersuchung, welche sich auf die Berechnung der Dissoziationsenergie D_0 für ein nicht rotierendes Hg_2 -Molekül beziehen. Diese wird nun mit $D_0 = 0,142$ eV $\pm 0,01$ eV angegeben. Engelhard.

7661 Vernon H. Dibeler, Fred L. Mohler and M. de Hemptinne. *Mass spectra of the deuterio-ethylenes.* J. Res. nat. Bur. Stand. **53**, 107—111, 1954, Nr. 2. (Aug.)

7662 Erling Holbøien. *On the stability of the negative lithium ion.* Arch. Math. Naturv. **52**, 85—94, 1954, Nr. 7. H. Ebert.

7663 Louis Galatry, Boris Vodar et Stéphane Robin. *Quelques considérations sur la perturbation par un gaz comprimé du spectre de vibration-rotation d'une molécule polaire.* C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 315—317, 1953, Nr. 4. (27. Juli.) Bemerkungen über den Einfluß von molekularen Wechselwirkungen bei erhöhtem Druck auf das Rotationsschwingungsspektrum polarer zweiatomiger Moleküle.

Brügel.

7664 Armand Hadni. *Structure fine des raies de rotation de l'ammoniac de $J'' = 14$ à $J'' = 18$.* C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 317—319, 1953, Nr. 4. (27. Juli.) Mittels eines TlBr-TlJ-Prismas wird das reine NH_3 -Rotationsspektrum für die Niveaus $J'' = 14, 15, 16, 17$ und 18 bei 274, 292, 312, 334 und 356 cm^{-1} beobachtet. Die Feinstruktur wird mittels eines Gitters näher untersucht. Die Beobachtungen genügen sehr gut der RANDALL'schen Formel (Phys. Rev. **59**, 171, 1941).

Brügel.

7665 G. Herzberg. *Quadrupole rotation-vibration spectrum of the hydrogen molecule.* Nature, Lond. **163**, 170, 1949, Nr. 4135. (Jan.) (Yerkes Observ., Williams Bay, Wis.) Mehrere der sehr schwachen Linien des Rotations-Schwingungsspek-

trums der H_2 -Molekel, welches auf Grund des von 0 verschiedenen Quadrupolmomentes von H_2 zu erwarten ist, konnten in Absorption bei effektiven Schichtdicken bis 55 km beobachtet werden. Diese wurden durch mehrfache Reflexion in Röhren von 22 m Länge in der von WHITE (J. opt. Soc. Amer. **32**, 285, 1942) angegebenen Anordnung im Laboratorium realisiert. Die Wellenzahlen für die ersten Linien der S- und Q-Zweige des Rotations-Schwingungsbandenspektrums werden angegeben und mit den aus vorliegenden Beobachtungen des ultravioletten H_2 -Spektrums berechneten Werten verglichen. Die Übereinstimmung ist befriedigend. Engelhard.

7666 Daniel Kivelson. *A $(K + 2)$ nd order formula for asymmetry doublets in rotational spectra.* J. chem. Phys. **21**, 536—538, 1953, Nr. 3. (März.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Mallinckrodt Chem. Lab.) Für die K-Aufspaltung des Energieniveaus des starren asymmetrischen Rotators wird mittels Störungstheorie eine Formel abgeleitet, deren Koeffizienten tabelliert werden. Brügel.

7667 L. A. Woodward and P. T. Bill. *Raman effect and solvent extraction. Spectrum of the $InBr_4^-$ ion.* J. chem. Soc. 1955, S. 1699—1701, Juni. (Oxford, Inorg. Chem. Lab.) Molare wäßrige Lösungen von $InBr_4$ mit bis 6 n HBr zeigen nach Extraktion mit Äther oder Isobuthylmethylketon folgendes RAMAN-Spektrum: 55, 79, 197, 239 cm^{-1} , wovon die 197 cm^{-1} -Linie polarisiert ist. Diese Linien gehören dem regulären tetraedrischen $InBr_4^-$ -Ion an, wie aus Vergleichen mit $SnBr_4$ und $CdBr_4$ -geschlossen wird. Die nicht extrahierten Lösungen zeigen eine breite Linie, die ohne HBr bei 205 cm^{-1} und mit zunehmendem HBr-Gehalt nach 185 cm^{-1} rückt. Es fehlen darin jedoch alle Anzeichen für $InBr_4^-$. Brügel.

7668 J. H. Jaffe, D. H. Rank and T. A. Wiggins. *High resolution in the infrared by interferometry. Unambiguous display without overlapping orders.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 636—643, 1955, Nr. 8. (Aug.) (University Park, Penn., State Univ., Phys. Dep.) Unter Benutzung eines FABRY-PEROT-Interferometers gelingt es, bei 1,5 μ Wellenlänge unter unmittelbarer Registrierung zwei Rotationslinien von HCN mit einem Abstand von 0,043 cm^{-1} völlig aufzulösen. Dabei wird die Überlappung verschiedener Ordnungen durch eine einfache Prismenvorzerlegung beseitigt. Brügel.

7669 J. Fahrenfort and J. A. A. Ketelaar. *Simultaneous vibrational transitions in the infrared absorption spectra of compressed gases.* J. chem. Phys. **22**, 1631 bis 1632, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Amsterdam, Netherl., Univ., Lab. Gen. Inorg. Chem.) In hochkomprimierten CO_2 - N_2 -Gemischen werden zwei Absorptionsbanden bei 2994 und 4670 cm^{-1} beobachtet, die in reinem CO_2 nicht vorhanden sind und deren Intensität mit der Dichte von CO_2 und von N_2 variiert. Offenbar handelt es sich dabei um gleichzeitige Übergänge in dem CO_2 - N_2 -Komplex, die die Grundschnwingungen von CO_2 bei 667 und 2349 cm^{-1} und die Grundschnwingung von N_2 bei 2331 cm^{-1} betreffen. Entsprechendes kann an CO_2 - O_2 - und CO_2 - H_2 -Gemischen beobachtet werden. Brügel.

7670 N. A. Khan. *Studies by infrared spectra of the initiation process in autoxidation of methyl linolenate.* J. chem. Phys. **21**, 952, 1953, Nr. 5. (Mai.) Berichtigung ebenda **22**, 764, 1954, Nr. 4. (Apr.) (Austin, Minn., Hormel Inst.) Die Untersuchung der Autoxydation von Methylinolenaten durch das UR-Spektrum beweist das Auftreten von zwei Hauptisomeren mit konjugierten cis-trans- bzw. konjugierten trans-trans-Doppelbindungen (Bande bei 948 bzw. 988 cm^{-1}). Brügel.

7671 James R. Quinan and Stephen E. Wiberley. *Assignment of the O-H deformation frequency.* J. chem. Phys. **21**, 1896—1897, 1953, Nr. 10. (Ok.) (Troy, N. Y., Rennselaer Polytechn. Inst.) Aus Untersuchungen an einer Reihe von

deutierten Alkoholen wird geschlossen, daß eine Bande zwischen 915 und 950 cm^{-1} der OD-Deformationsfrequenz zuzuordnen ist. Ihr entspricht in den nicht deutierten Verbindungen eine Bande zwischen 1010 und 1040 cm^{-1} , die als OH-Deformationsfrequenz gedeutet wird. Brügel.

7672 Marie-Louise Josien and Nelson Fuson. *Infrared study of the effect of solvent upon ν (NH) in pyrrole.* J. chem. Phys. **22**, 1169—1177, 1954, Nr. 7. (Juli.) (Bordeaux, France, Univ., Nashville, Tenn., Univ.)

Marie-Louise Josien and Nelson Fuson. *A new analysis of the effect of polar solvents upon ν (NH) of pyrrole.* Ebenda S. 1264—1265. Die NH-Valenzschwingungsbande von Pyrrol wird in verdünnten und konzentrierten Lösungen in 14 Lösungsmitteln und verschiedenen Lösungsmittelgemischen untersucht. Stellt man die relative Frequenzverschiebung als Funktion von $(D - 1)/(2D + 1)$ dar, worin D = Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels, so ergibt sich, daß unpolare Lösungsmittel auf einer Geraden liegen, also die KIRKWOOD-BAUER-Regel erfüllen. Für polare Lösungsmittel liegen die Punkte zum Teil beträchtlich links oberhalb dieser Gerade. Richtiger ist es jedoch, anstatt D (bei niedrigen Frequenzen) die Größe N , das Quadrat des Brechungsindex, zu benutzen (KIRKWOOD-BAUER-MAGAT-Diagramm). Dann bleiben die Punkte für unpolare Lösungsmittel erhalten, die für polare ändern sich jedoch, so daß nun auch einige vorher auf die KB-Gerade fallenden Lösungsmittel, wie Nitrobenzol, nunmehr gemäß ihrer Polarität sich einordnen. Die beobachteten Effekte werden durch zwischenpolare Assoziationen gedeutet. Brügel.

7673 J. C. Evans. *Infrared spectrum and thermodynamic functions of formamide.* J. chem. Phys. **22**, 1228—1234, 1954, Nr. 7. (Juli.) (Aberystwyth, Wales, Univ. Coll. Wales, Edward Davies Chem. Lab.) Das UR-Spektrum von Formamid wird im gasförmigen und flüssigen Zustand, sowie gelöst in CHCl_3 , CCl_4 , CH_3CN , H_2O und D_2O aufgenommen, dazu die Spektren von Natriumformamid und Formamidhydrochlorid. Die beobachteten Banden werden zugeordnet und hinsichtlich der zugehörigen Molekülschwingung ausführlich diskutiert. Während das Grund-

gerüst $\text{H} - \text{C} \begin{array}{l} \nearrow \text{O} \\ \searrow \text{N} \end{array}$ als eben zu erwarten ist, erweist sich die NH_2 -Gruppe außerhalb dieser Ebene, aber symmetrisch dazu. Durch die Untersuchung in verschiedenen Aggregat- und Lösungszuständen kann der Assoziationseinfluß auf die verschiedenen Banden erkannt werden. Die thermodynamischen Funktionen werden im Bereich 300 bis 600° K berechnet. Brügel.

7674 Joe W. Cable, Ronald S. Nyholm and Raymond K. Sheline. *The spectra and structure of dicobaltoctacarbonyl.* J. Amer. chem. Soc. **76**, 3373—3376, 1954, Nr. 13. (5. Juli.) (Tallahassee, Florida, N. S. Wales Univ. Technol., Florida State Univ.)

7675 L. W. Daasch. *Infrared and Raman spectra of the trimer and tetramer of phosphonitridic dichloride.* J. Amer. chem. Soc. **76**, 3403—3408, 1954, Nr. 13. (5. Juli.) (Washington, Naval Res. Lab.)

7676 Vernon A. Slabey. *Characteristic infrared absorption bands of the cyclopropyl ring.* J. Amer. chem. Soc. **76**, 3604—3605, 1954, Nr. 13. (5. Juli.) (Cleveland, O., Nat. Advis. Comm. Aeronaut.)

7677 D. H. Whiffen. *The force field, vibration frequencies, normal co-ordinates, infra-red and Raman intensities for benzene.* Phil. Trans. (A) **248**, 131—154, 1955, Nr. 942. (14. Juli.) (Birmingham, Univ., Chem. Dep.) H. Ebert.

7678 S. H. Autler and C. H. Townes. *Stark effect in rapidly varying fields.* Phys. Rev. (2) **100**, 703—722, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (New York, N. Y., Columbia Univ.) Ein Verfahren zur Berechnung des Einflusses eines starken oszillierenden Feldes auf zwei Zustände eines quantenmechanischen Systems, die durch ein Matrixelement des Feldes verknüpft sind, wird angegeben. Für einige Sonderfälle werden Näherungslösungen und die Ergebnisse numerischer Berechnungen mitgeteilt. Insbesondere wurde der Einfluß eines Radiofrequenzfeldes auf die $J = 2 \rightarrow 1$ 1-Dublett-mikrowellenabsorptionslinie des OCS experimentell und theoretisch untersucht. Jede Linie spaltete in zwei Komponenten auf, wenn die Frequenz des Radiofrequenzfeldes mit der Aufspaltung des $J = 2$ bzw. des $J = 1$ Zustandes übereinstimmt. Nöldeke.

7679 G. C. Dousmanis, T. M. Sanders jr. and C. H. Townes. *Microwave spectra of the free radicals OH and OD.* Phys. Rev. (2) **100**, 1735—1754, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (New York, N. Y., Columbia Univ., Phys. Dep.) Im Bereich von 7700 bis 37000 MHz wurden Übergänge zwischen den 1-Dublett-Komponenten der verschiedenen Rotationszustände im Schwingungsgrundzustand und den Elektronenzuständen $\Pi_{1/2}$ und $\Pi_{3/2}$ an $O^{16}H$, $O^{16}D$ und $O^{18}D$ gemessen. Die Radikale wurden durch elektrische Entladung in H_2O -Dampf bei etwa 0,1 Torr Druck erzeugt. Die Spektren zeigen magnetische Hyperfeinstruktur. Sie sind in sehr guter Übereinstimmung mit der Theorie. Durch Intensitätsmessungen konnte die Konzentration der Radikale und damit ihre Lebensdauer beim Durchströmen der Absorptionszelle (Glas) gemessen werden. W. Maier.

7680 M. Tinkham and M. W. P. Strandberg. *Theory of the fine structure of the molecular oxygen ground state.* Phys. Rev. (2) **97**, 937—951, 1955, Nr. 4. (15. Febr.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys., Res. Lab. Electr.) Die Feinstruktur des Sauerstoff-Grundzustandes wird nach der BORN-OPPENHEIMER-Näherung berechnet. Dabei ist es möglich, den Beitrag der Elektronenverteilung zur Feinstruktur durch einen effektiven Spin-HAMILTON-Operator zu beschreiben: $H_{\text{spin}} = \frac{2}{3} \lambda (3 S_z^2 - S^2) + \mu \vec{K} \cdot \vec{S}$. Der Parameter λ ist ein Maß für die effektive Kopplung des Spins an die Kernverbindungslinie. Er setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: λ' , welcher aus einer Spin-Spin-Wechselwirkung in erster Näherung herrührt und λ'' , der die Spin-Bahnkopplung in zweiter Näherung berücksichtigt. $\mu = \mu' + \mu''$ beschreibt die Kopplung des Spins an die Achse der Molekülrotation, wobei μ' die Wechselwirkung des Spins mit dem durch die Rotation erzeugten Magnetfeld berücksichtigt und μ'' aus der zweiten Näherung einer Rotation-Bahn Wechselwirkung herrührt. Es zeigt sich, daß μ' nur 4% von μ ausmacht, während bei λ der überwiegende Beitrag durch λ' gegeben wird. Der effektive HAMILTON-Operator wird auf Diagonalform gebracht und die Eigenwerte mit dem experimentellen Spektrum verglichen. Die Berechnung der Linienintensitäten zeigte für die erlaubten Linien schwache Abweichungen von den Resultaten des HUND-Falls (b) und sagte verbotene Übergänge mit $J K = 2$ voraus. Andresen.

7681 M. Tinkham and M. W. P. Strandberg. *Interaction of molecular oxygen with a magnetic field.* Phys. Rev. (2) **97**, 951—966, 1955, Nr. 4. (15. Febr.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys., Res. Lab. Electr.) Der Hauptanteil der Wechselwirkung des O_2 mit einem Magnetfeld rührt vom magnetischen Moment des Elektronenspins her. Als Korrekturen kommen die Wechselwirkung des magnetischen Bahnmomentes, das durch zweite Näherung der Spin-Bahn-Kopplung dem Grundzustand beigemischt wird (Größenordnung 0,1% vom Spinanteil) und die Wechselwirkung des durch die Rotation induzierten magnetischen Momentes (Größenordnung 0,01% vom Spinanteil) mit dem äußeren Feld hinzu. Die Konstanten der Theorie wurden an 26 experimentellen Linien bis auf einen mitt-

leren Restfehler von 0,5 MHz angepaßt. Diese gute Übereinstimmung bestätigte den Wert des anomalen Elektronenmomentes auf 0,006%. Das magnetische Moment der Molekülrotation ergab sich zu $-0,25 \pm 0,05$ Kernmagnetonen pro Rotationsquantenzahl, woraus der Beitrag der Elektronenverteilung zum effektiven Trägheitsmoment und damit auch der Kernabstand $R_0 = 1,20741 \pm 0,00002$ Å bestimmt werden konnten. Intensitäten von Mikrowellenübergängen wurden berechnet und mit den Experimenten verglichen. Es folgt, daß $\Delta M = 0$ Übergänge um einen Faktor 100 schwächer sind als $\Delta M = \pm 1$ Übergänge und daß J in Gegenwart eines Magnetfeldes keine gute Quantenzahl mehr ist, so daß $\Delta J = \pm 2$ Übergänge beobachtet werden können. Andresen.

7682 R. W. Nicholls and W. R. Jarmain. *r-centroids: average internuclear separations associated with molecular bands.* Proc. phys. Soc., Lond. (A) **69**, 253 bis 264, 1956, Nr. 3 (Nr. 435 A). (1. März.) (London, Can., Univ. Western Ont., Dep. Phys.) Das r-centroid des Überganges $v' \rightarrow v''$ wird definiert durch $\bar{r}_{v'v''} = \int \psi_{v'}^* r \psi_{v''} dr / \int \psi_{v'}^* r \psi_{v''} dr$ und stellt ein gewogenes Mittel für die Kernabstände dar, die von dem Molekül in den beiden Zuständen angenommen werden, zwischen denen der Übergang erfolgt. Zwischen \bar{r} und dem Erwartungswert des Kernabstandes r im Schwingungsniveau v' oder v'' besteht eine einfache Beziehung. Für die Berechnung von \bar{r} werden drei Verfahren angegeben, deren Anwendbarkeit von dem Umfang der Kenntnis der betreffenden Bandensysteme abhängt. Werte für das erste und zweite positive System des N_2 , das erste negative des N_2^+ , das rote und violette des CN, das violette des OH, das γ -System des NO, die SWAN-Banden des C_2 , die SCHUMANN-RUNGE- und die HERZBERG-Banden des O_2 sind tabelliert. \bar{r} nimmt innerhalb eines Systems mit wachsender Wellenlänge der Banden zu bzw. ab, wenn der Gleichgewichtskernabstand im oberen System größer bzw. kleiner als im unteren ist. Diese Beziehung kann für den Vergleich zwischen in Wellenlängen ausgedrückten Meßergebnissen und mit Kernabständen operierenden theoretischen Untersuchungen von Nutzen sein. G. Schumann.

7683 J. N. Murrell and J. A. Pople. *The intensities of the symmetry-forbidden electronic bands of benzene.* Proc. phys. Soc., Lond. (A) **69**, 245—252, 1956, Nr. 3 (Nr. 435 A). (1. März.) (Cambridge, Dep. Theor. Chem.) Benutzt wird die HERZBERG-TELLERsche Theorie in Verbindung mit den neueren Entwicklungen des Verfahrens der molekularen Eigenfunktionen für angeregte Zustände. Die Untersuchung beschränkt sich auf die Mischung des angeregten Zustandes mit dem niedrigsten E_{1u} -Zustand. Das Molekül wird dabei als 6-Elektronen-System betrachtet, die übrigen Elektronen als starr verbunden mit den C angenommen, Beiträge von C-H-Schwingungen zur Intensität vernachlässigt. Die beobachtbare Intensität der Übergänge in Zustände mit B_{1u} - und B_{2u} -Symmetrie wird hervorgerufen durch den Einfluß von e_{2g} -Schwingungen. Bei der α -Bande kommt sie aus der Rechnung bedeutend zu hoch heraus, vermutlich infolge der zuerst genannten Einschränkung. Die Schwingung 606 cm^{-1} liefert einen 4,5mal so hohen Beitrag wie die Schwingung 1595 cm^{-1} . Im Fall der p-Bande ergibt sich ebenfalls ein etwas zu hoher Wert. Hier ist der Beitrag der Schwingung 1595 cm^{-1} 3,4mal so groß wie derjenige der Schwingung 606 cm^{-1} . Die Symmetriezuordnung der p-Bande ist nicht ganz sicher, aber auch für einen eventuellen Übergang nach E_{2g} , veranlaßt durch eine e_{1u} -Schwingung (1480 cm^{-1}), wird die berechnete Intensität zu hoch. Auf Grund dieser Resultate kann also über die Symmetrie nicht entschieden werden. G. Schumann.

7684 Gerald Oster and Sylvia Malament. *Crystallization and ultraviolet spectra of iodinated insulin.* J. Amer. chem. Soc. **76**, 3441—3442, 1954, Nr. 13. (5. Juli.) (Brooklyn, N. Y., Polytech. Inst. Brooklyn. Dep. Chem.) H. Ebert.

7685 R. K. Nesbet. *Excited electronic states of 1,3-butadiene.* Proc. roy. Soc. (A) **230**, 322—330, 1955, Nr. 1182. (21. Juni.) (Cambridge, Mass. Inst. Technol., Lincoln Lab.)
H. Ebert.

7686 E. Gerjuoy and S. Stein. *Rotational excitation by slow electrons. II.* Phys. Rev. (2) **98**, 1848—1851, 1955, Nr. 6. (15. Juni.) (Pittsburgh, Penn., Univ.; East Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.) Aus theoretischen Wirkungsquerschnitten für Rotationsanregung homonuklearer Moleküle durch langsame Elektronen wird der relative Energieverlust pro Stoß in H_2 bei Zimmertemperatur in Abhängigkeit von der Elektronenenergie berechnet. Die theoretischen Werte liegen unterhalb der beobachteten. Weitere Berechnungen für tiefere Temperaturen sollen zeigen, daß vergleichende Experimente an para- H_2 , normalem H_2 und D_2 unmittelbaren Aufschluß über die Bedeutung der Rotationsanregung in diesen Molekülen geben könnte.
Böhning.

7687 F. W. de Wette and Z. I. Slawsky. *Influence of permanent multipole interactions on vibrational deactivation in molecular collisions.* J. chem. Phys. **22**, 1620 1954, Nr. 9. (Sept.) (College Park, Maryl., Univ., Dep. Chem.) Die Wirkung weitreichender (adiabatischer) Kräfte auf die Wahrscheinlichkeit der Schwingungsdeaktivierung wird behandelt. Sie beruht auf einer Änderung der relativen Bewegung der Kollisionspartner und auf einer Störung der inneren Zustände der Moleküle. Für HCl mit Dipol-Dipol (d—d) und für CO mit Quadrupol-Quadrupol (q—q)-Wechselwirkung wurden numerische Rechnungen ausgeführt. Der zweite Effekt ist zu vernachlässigen. Die Deaktivierungswahrscheinlichkeit wird bei HCl um den Faktor 4, bei CO um den Faktor 2 erhöht.
M. Wiedemann.

7688 I. L. Mador and M. C. Williams. *Stabilization of free radicals from the decomposition of hydrazoic acid.* J. chem. Phys. **22**, 1627—1628, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Silver Spring, Maryl., Johns Hopkins Univ., Appl. Phys. Lab.) HN_3 -Dampf wurde in einer elektrischen Entladung zersetzt und die Zersetzungsprodukte bei 4 und bei 77° K in einer optischen Zelle ausgefroren. Das Infrarotspektrum des blauen festen Stoffes ergab einen beträchtlichen Anteil an unzersetztem HN_3 . Daneben traten die NH_4N_3 -Banden auf, deren Intensität beim Erwärmen auf 148° K und Umwandlung zu polykristallinem Material nicht zunahm. Die Banden bei 3500 Å und bei 6500 Å werden den Radikalen NH und NH_2 zugeschrieben. Photolyse von HN_3 mit Licht von 2337 Å während und nach der Abscheidung bei 4 und 77° K ergab dieselben Produkte wie die Zersetzung des Dampfes. Nach der Quantenausbeute zu schließen, bildete sich NH_4N_3 in einer Kettenreaktion.
M. Wiedemann.

7689 Kazutake Kohra. *Simultaneous reflexion in electron diffraction as a cause of the failure of Friedel's law.* J. phys. Soc. Japan **9**, 690—701, 1954, Nr. 5. (Sept./Okt.) (Tokyo, Univ., Coll. Gen. Educ., Inst. Phys.) Eine Berechnung der BRAGGSchen Reflexion von Elektronen im Fall der simultanen Doppelinterferenz vom Standpunkt der dynamischen Interferenztheorie aus erweist die Ungültigkeit der FRIEDELschen Regel, d. h. z. B. die Verschiedenheit der Intensitäten simultan angeregter Interferenzen (h₁h₂k) und (h₂h₁k) an sich gleichwertiger Netzebenen. Am Beispiel der Interferenzen (331) und ($\bar{3}\bar{3}\bar{1}$) von ZnS werden die Interferenzstrahlintensitäten berechnet, und es wird im wesentlichen Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen Intensitäten festgestellt. Eine Absorption braucht also zur Erklärung der Intensitätsunterschiede nicht angenommen zu werden, weil die FRIEDELsche Regel auch ohne diese Annahme versagt. Andererseits könnte, wie eine weitere Rechnung ergibt, ohne simultane Anregung beider Interferenzen auch eine Absorption die beobachteten Intensitätsunterschiede nicht erklären.
Niehrs.

7690 Hiroshi Watanabe. *Energy analysis of electron diffraction patterns.* J. phys. Soc. Japan **10**, 321—323, 1955, Nr. 4. (Apr.) (Kokobunji, Tokyo, Hitachi Central Res. Lab.) Mit einer elektrostatischen Analysatorlinse nach MÖLLESTEDT und nach dem Vorgehen von LEONHARD wird das Energiespektrum mittelschneller Elektronen nach Durchstrahlung von Gold und Molybdänit bei Auflösung nach Beugungsrichtungen bestimmt. Der kontinuierliche Untergrund zwischen den DEBYE-SCHERRER-Ringen erweist sich zum überwiegenden Teil als von Elektronen ohne merklichen Energieverlust hervorgerufen. Für ihn sind also weniger unelastische Streuung als vielmehr elastische Mehrfachstreuung oder Gitterschwingungen verantwortlich zu machen. Unelastische Streuung bewirkt offenbar u. a. eine Verbreiterung und Verflachung der diskreten Beugungsrichtungen und demzufolge eine Erhöhung des Untergrundes zwischen diesen. Bei vorläufigen Messungen an Aluminium zeigt sich deutlich eine Abhängigkeit des Energieverlusts vom Streuwinkel. Niehrs.

7691 H. Huttenlocher, Th. Hügi und W. Nowacki. *Röntgenographische und spektrographische Untersuchungen am Bazzit vom Val Strem (Kt. Graubünden, Schweiz).* Experientia **10**, 366—367, 1954, Nr. 9. (15. Sept.) (Bern, Univ., Min.-Petrogr. Inst.) Schön.

7692 Stig O. Lundqvist. *On the limiting vibrational frequencies of a cubic ionic lattice.* Ark. Fys. **8**, 435—456, 1955, Nr. 5 (Nr. 29). Die Schwingungen eines kubischen Ionengitters werden auf der Basis einer potentiellen Energie untersucht, die außer der gewöhnlichen Zwei-Teilchenwechselwirkung noch einen Term der Drei-Teilchenwechselwirkung enthält. Der Haupteffect dieses Terms ist die Einführung einer effektiven Ionenladung. Es werden Formeln für die transversalen und longitudinalen Frequenzen der polaren Schwingungen abgeleitet, wobei die optische Polarisierung vernachlässigt wird. Durch die Darstellung der totalen Polarisierung in Termen der elektrischen Konstanten für statische und hochfrequente Felder werden genauere Formeln für die Frequenzen abgeleitet, die Verallgemeinerungen der SZIGETISCHEN Formeln für den Fall von Zentralkräften darstellen. Numerische Beispiele von NaCl und KCl bei $T = 0^\circ \text{K}$ werden angegeben. Knecht.

7693 Léon van Hove. *The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal.* Phys. Rev. (2) **89**, 1189—1193, 1953, Nr. 6. (15. März.) (Princeton, N. J., Inst. Adv. Study.) Es wird allgemein gezeigt, daß das Frequenzspektrum $g(\nu)$ der elastischen Schwingungen in Kristallen mit harmonischen interatomaren Kräften analytische Singularitäten aufweist. Nach einem Satz von MORSE besitzt die Funktion $\nu(\mathbf{q})$, die die Frequenz einer elastischen ebenen Welle als Funktion des Wellenvektors darstellt, infolge der periodischen Struktur des Kristalls Sattelpunkte. Diese Sattelpunkte erzeugen die Singularitäten in der Funktion $g(\nu)$. Die Art der Singularitäten hängt im allgemeinen Fall nur von der Dimensionszahl des Kristalls ab. Im zweidimensionalen Kristall hat das Spektrum logarithmische Singularitäten. Im dreidimensionalen Fall ist das Spektrum selbst stetig, während die Ableitung wesentlich singuläre Stellen hat. Böhning.

7694 E. O. Wollan and W. C. Koehler. *Neutron diffraction study of the magnetic properties of the series of perovskite-type compounds $[(1-x)\text{La}, x\text{Ca}]\text{MnO}_3$.* Phys. Rev. (2) **100**, 545—563, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Am Perowskit-System $[\text{La}_{(1-x)}\text{Ca}_x]\text{MnO}_3$ mit x von 0 bis 1 werden neben röntgenographischen Strukturbestimmungen und Messungen der magnetischen Sättigungen Neutronenstreuenaufnahmen zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften zwischen 300 und 77°K gemacht. Es werden ferromagnetische

und antiferromagnetische Strukturen beobachtet, deren Existenzbereich vom relativen Anteil der Mn^{3+} - und Mn^{4+} -Ionen abhängt. Reiner Ferromagnetismus liegt bei den Manganiten mit x um 0,35 vor; für $0 < x < 0,25$ und $0,4 < x < 0,5$ ist daneben auch die antiferromagnetische Phase vorhanden und für $x = 0$ und $x > 0,5$ existieren mehrere ferromagnetische Strukturen. CURIE- und NÉEL-Temperaturen werden für einige Manganitproben ermittelt. Unter der Annahme bestimmter Kopplungen der Mn^{3+} - und Mn^{4+} -Ionen in den verschiedenen magnetischen Strukturen wird ein System geordneter magnetischer Strukturen und Strukturübergänge mitgeteilt, das mit den Voraussagen GOODENOUGHS (vgl. folgendes Ref.) auf der Grundlage seiner semikovalenten Austauschtheorie im Einklang ist.

Rudolph.

7695 John B. Goodenough. *Theory of the role of covalence in the perovskite-type manganites* [La, M (II)] MnO_3 . Phys. Rev. (2) **100**, 564—573, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Es wird gezeigt, daß ähnlich wie bei den Spinellen auch in Perowskiten kovalente Bindung die Gitterstruktur beeinflusst und indirekt das Auftreten magnetischer Austausch-Wechselwirkungen zwischen magnetischen, durch ein Anion getrennten Kationen hervorruft. Die Theorie dieses „semikovalenten Austausches“ wird auf substituierte Manganite der Form $(La, Me^{II}) MnO_3$ (Me^{II} : Ca, Sr, Ba) angewandt und die Hypothese von der kovalenten und halbkovalenten Bindung zwischen Mn und O zu detaillierten Aussagen über magnetische und kristallographische Gitterstruktur, sowie über elektrische Leitfähigkeit und CURIE-Temperatur jeweils als Funktion der Konzentration der Mn^{4+} -Ionen benutzt. Die Aussagen sind mit Beobachtungen der verschiedensten Art im Einklang.

Rudolph.

7696 G. W. Lehman. *Energy band calculations in f. c. c. thorium*. Phys. Rev. (2) **100**, 1791—1792, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (North Amer. Aviat., Inc.)

Schön.

7697 Milton O. Peach. *Mechanism of growth of whiskers on cadmium*. J. appl. Phys. **23**, 1401—1403, 1952, Nr. 12. (Dez.) (Notre Dame, Ind., Univ.) Unter der Annahme, daß jedes Haar eine längs seiner Achse verlaufende Schraubenversetzung enthält, wird eine Theorie des Haar-Wachstums auf Kristallen von Cd und Sn gegeben. Sie erklärt die einheitliche Größe der Haare und ihre Dimensionen (1 bis 2 cm lang, ca. 1 μ m dick) und führt plausible Gründe dafür an, warum solche Haare nicht auf allen Metallen erscheinen. Sie macht ferner Aussagen über die Größenverteilung der Haare und über ihre Verteilung auf dem Kristall. Es werden schließlich Vorschläge zur Verhinderung unerwünschten Haarwachstums gemacht.

H. C. Wolf.

7698 Frank Pizzarello. *Vapor phase crystal growth of lead sulfide crystals*. J. appl. Phys. **25**, 804—805, 1954, Nr. 6. (Juni.) (Chicago, Ill., Midway Lab.) Beschreibung einer Methodik zur Züchtung von PbS-Kristallen, bei der das Material im gleichen Gefäß, in dem Pb und S zu PbS umgesetzt wurden, durch einen BRIDGMAN-Ofen gezogen wird. Dabei kondensiert PbS aus der Dampfphase an den kalten Teilen des Gefäßes und man erhält mehr oder weniger einkristalline, von nichtflüchtigen Verunreinigungen weitgehend freie PbS-Stücke. Die Wachstumsgeschwindigkeit ist durch die Diffusion begrenzt und beträgt ca. 10^{-5} g/sec.

H. C. Wolf.

7699 P. H. Keck, S. Benedict Levin, J. Broder and R. Lieberman. *Crystal growth by the tip fusion method*. Rev. sci. Instrum. **25**, 298—299, 1954, Nr. 3. (Marz.) (Fort Monmouth, N. J., Signal Corps Engng. Lab.) Zur Herstellung von Si-Einkristallen wurde eine neue Kristallzieh-Methode entwickelt: Auf einen Keimkristall, dessen Spitze durch eine Heizung flüssig gehalten wird, wird von oben

kontinuierlich Kristallpulver gegeben. Mit der gleichen Geschwindigkeit, mit der der Kristall oben wächst, wird er nach unten aus der Heizzone herausgezogen. Man vermeidet bei dieser Methodik Verunreinigungen durch einen Tiegel und die Anwendung oxydierender oder reduzierender Flammen, wie sie bei der VERNEUILSchen Methodik nötig sind. H. C. Wolf.

7700 **Hiroshi Kihô.** *The crystallographic aspect of the mechanical twinning in metals.* J. phys. Soc. Japan **9**, 739—747, 1954, Nr. 5. (Sept./Okt.) (Kyoto Univ., Yoshida Coll. Dep. Phys.) Weidemann.

7701 **Z. Morlin.** *Beitrag zur Untersuchung der Rekristallisationsvorgänge.* Acta phys. hung. **4**, 197—208, 1955, Nr. 3. (Budapest, Techn. Univ. Bauind., Inst. Exp. Phys.) Vgl. Z. GYULAI, Z. MORLIN, Fizikai Szemle **2**, 4, 1952. Weitere Untersuchung des Rekristallisations-Mechanismus in NaCl-Preßplättchen bei hohem Druck (1000 bis 20000 Atm, Preßtemperatur 20 bis 750°C). Auf den Plättchenoberflächen beobachtet man mikroskopisch gut reflektierende Flächen, die als einkristalline Bereiche identifiziert werden können. Zahl und Größe der Kristalle werden als Funktion von Druck und Temperatur bestimmt. Die Korngrenzen werden durch Ätzen in Äthanol (94 %) sichtbar gemacht. Außerdem erscheinen dabei charakteristisch geformte und orientierte Ätzfiguren auf den Oberflächen. Manche Ätzfiguren scheinen die Wachstumsfiguren der rekristallisierten Einkriställchen darzustellen. Der Rekristallisationsvorgang würde sich dann entsprechend den KOSSEL-STRAUSKISchen Regeln in rasch aufeinanderfolgenden Schritten abspielen, und zwar so, daß kleine, im Querschnitt quadratische Bereiche sich sprunghaft aneinandersetzen. Die Dichte der Preßplättchen ist kleiner als die normaler Einkristalle, jedoch um so weniger, je größer die Einkristallbereiche sind. Der Zwischenraum zwischen den Bereichen ist wahrscheinlich nicht amorph. H. C. Wolf.

7702 **Fritz Lütty.** *Röntgenphotochemie bei tiefen Temperaturen in KBr-Kristallen.* Z. Phys. **145**, 249—268, 1956, Nr. 2. (17. April.) (Stuttgart, T. H., II. Phys. Inst.) Bei Absorption von Röntgenlicht in KBr-Kristallen werden bei tiefen Temperaturen außer Gitterlücken freie Elektronen und Defektelektronen erzeugt, die teilweise wieder miteinander rekombinieren, teilweise aber auch durch Einfang in Gitterlücken zu „photochemischen Reaktionsprodukten“ wie F-Zentren, F'-Zentren und V-Zentren führen. Bei Dauerbestrahlung erhält man ein quasi-stationäres Gleichgewicht zwischen den Konzentrationen der verschiedenen Zentren. Bei künstlicher Störung dieser Gleichgewichtskonzentrationen führt eine weitere Röntgenbestrahlung zu einer schnellen Wiedereinstellung der Gleichgewichtswerte. Bei starken Gleichgewichtsstörungen werden sämtliche vom Röntgenlicht freigemachten Elektronen und Defektelektronen zur Wiederherstellung des Gleichgewichts an Störstellen gebunden, es treten keine Rekombinationsverluste mehr auf. Auf diese Weise kann die mittlere Energie bestimmt werden, die zur Erzeugung eines Paares Elektron-Defektelektron absorbiert werden muß. Sie beträgt 40 eV. Für die photochemische Ausbeute bei der Reaktion $F \leftrightarrow F'$ erhält man bei Auslösung durch Röntgenlicht temperaturunabhängig den Wert 2, während bei Auslösung durch „sichtbares“ Licht nur in einem schmalen Temperaturbereich der Wert 2 erreicht wird.

Martienssen.

7703 **H. W. Etzel and J. H. Schulman.** *Silver-activated alkali halides.* J. chem. Phys. **22**, 1549—1554, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Washington, D. C., Naval Res. I Lab. Chem. Branch, Metallurg. Div.) Es werden die Lumineszenzeigenschaften und die Absorptionsspektren von Silber-aktivierten Alkalihalogeniden bei Zimmertemperatur untersucht. In NaCl, NaBr, KCl- und KBr-Kristallen mit Silber-

halogenidzusatz werden zwischen 210 und 245 $m\mu$ drei Absorptionsbanden gefunden und ihre Abhängigkeit von der Zusatzkonzentration untersucht. Die beiden kurzwelligeren Absorptionsbanden werden einzelnen Silberionen, die langwelligere Bande Paaren von Silberionen zugeschrieben. Bestrahlung mit Röntgenlicht führt in den angegebenen Mischkristallen neben der Farbzentrenbande zu fünf weiteren Absorptionsbanden zwischen 220 und 500 $m\mu$. Lichtabsorption in drei dieser Banden löst Lumineszenz aus; die Emissionsspektren der einzelnen Banden sind voneinander verschieden. Auch für diese neuen Absorptionsbanden werden modellmäßige Deutungen vorgeschlagen.

Martienssen.

John E. Wertz and Juana L. Vivo. *Electron spin resonance of defect centers in magnesium oxide.* Phys. Rev. (2) **100**, 1792, 1954, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Minn.)
Schön.

7704 Hideji Suzuki. *Slow motion of dislocation in face-centred cubic crystal.* Sci. Rep. Res. Insts Tohoku Univ. (A) **7**, 194—203, 1955, Nr. 2. (Apr.) (Res. Inst. Iron, Steel and other Met.) Betrachtet wird der Fall, daß die Wanderung der Versetzung (bei mechanischer Beanspruchung) durch mitwandernde, energetisch an sie gebundene Störatome verlangsamt wird. Die Verteilung der Atome ergibt sich durch Integration der Diffusionsgleichung in mitbewegten Koordinaten, wobei D unabhängig von der Kristallstruktur und der Konzentration angenommen wird. Die hemmende Kraft der Störatome auf die Versetzung wird aus der ihr größenordnungsmäßig gleichen abgeleitet, welche die Atome gleichmäßig zu verteilen sucht. Für kleine Spannungen wird damit eine Wanderungsgeschwindigkeit $v = 0,4 \cdot Df/bf_0$ gefunden ($f/f_0 = \text{Schubspannung/kritische Schubspannung}$, $b = \text{Festigkeit der ungestörten Versetzung}$). Hier mitgeteilte unveröffentlichte experimentelle Ergebnisse von T. SUZUKI, wonach bei „langsamen“ Wanderungsgeschwindigkeiten in Cu- und Al-Einkristallen bei vorgegebenem Deformationsgrad kein Sättigungswert erreicht wird, sondern diese zeitlich logarithmisch anwächst, finden durch den angenommenen Mechanismus keine Erklärung.
Mette.

7705 B. A. Bilby, R. Bullough and E. Smith. *Continuous distributions of dislocations: a new application of the methods of non-Riemannian geometry.* Proc. roy. Soc. (A) **231**, 263—273, 1955, Nr. 1185. (22. Aug.) (Sheffield, Univ., Metall. Dep.)
H. Ebert.

7706 S. B. Levin, N. J. Field, F. M. Plock and L. Merker. *Some optical properties of strontium titanate crystal.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 737—739, 1955, Nr. 9. (Sept.) (Fort Monmouth, N. J., Sign. Corps Engng. Lab.; South Amboy, N. J., Nat. Lead Co., Titanium Div.) Synthetische, im Verneuil-Ofen hergestellte SrTiO_3 -Einkristalle zeigen eine optische Durchlässigkeit $>40\%$ von der Absorptionskante bei 400 $m\mu$ bis etwa 7 μ . Der Brechungsindex der isotropen Kristalle nimmt von 2,67 bei 400 $m\mu$ auf 2,37 bei 700 $m\mu$ ab. Auf die Verwendbarkeit der chemisch und mechanisch stabilen Kristalle als optisches Material im Sichtbaren und infraroten Gebiet sowie für Schmuckzwecke wird hingewiesen.
Rudolph.

7707 Emile Briner et Edouard Dallwigk. *Spectre d'absorption infrarouge d'un ozonide cristallisé: l'ozonide de la Δ^{9-10} -octalinc.* C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 504—506, 1953, Nr. 10. (7. Sept.) Für das kristallisierte Ozonisierungsprodukt von Δ^{9-10} -Octalin wird eine UR-Bande bei 1701 cm^{-1} als charakteristisch angegeben.
Brugel.

7708 J. Lecomte. *La méthode des poudres pour l'obtention des spectres d'absorption infrarouges: ses possibilités et ses difficultés.* J. Phys. Radium **12**, 827—828, 1951, Nr. 8. (Okt.) (Sorbonne, Lab. Rech. phys.) Die Verwendung pulverisierter,

auf geeignete Träger aufgestäubter Substanzen zur Gewinnung des UR-Spektrums empfiehlt sich, wenn keine genügend großen Einkristalle oder keine geeigneten Lösungsmittel verfügbar sind. Allerdings zeigen solche Spektren gewisse Besonderheiten: Abhängigkeit von der Teilchengröße und ihrer Verteilung, vom Aggregationszustand, von der Hygroskopizität u. a. Brügel.

7709 André Accary. *Sur la diffusion intermétallique dans les laitons.* C. R. Acad. Sci., Paris **236**, 2502—2504, 1953, Nr. 26. (29. Juni.) Durch Erhitzen im Vakuum bei 700°C wurde eine Messingplatte mit 37,4% Zn zwischen zwei Platten aus Elektrolytkupfer verlötet. Es wurden zwei gleichartige Proben geschnitten. Nach dem Erwärmen auf $710 \pm 5^\circ\text{C}$ über 785 h wurde durch röntgenographische Messung der Gitterkonstante an einzelnen Schichten die Verteilung des Zn ermittelt. Für die Diffusionskonstanten ergab sich folgende Beziehung: $D = D_m 10^{\alpha(C-C_M)}$ für $C < C_M$ und $D = D_M 10^{\alpha'(C-C_M)}$ für $C > C_M$ mit C_M -Konzentration der MATANO-Zwischenfläche = 23,5% Zn, $D_M = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{sec}$, $\alpha = 0,058$ und $\alpha' = 0,034$. M. Wiedemann.

7710 R. S. Barnes. *Effects associated with the flow of vacancies in intermetallic diffusion.* Proc. phys. Soc., Lond. (B) **65**, 512—525, 1952, Nr. 7 (Nr. 391 B) (1. Juli.) (Harwell, Berks., Atom. Energy Res. Est.) Knecht.

7711 D. G. Hurst and D. G. Henshaw. *Atomic distribution in liquid helium by neutron diffraction.* Phys. Rev. (2) **100**, 994—1002, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Chalk River, Ont., Can., Atomic Energy Canada, Div. Phys.) Es wird ein Kryostat beschrieben, mit dem Neutronenstreuung an flüssigem Helium zwischen 1,6°K und 5,04°K in einem Winkelbereich von 3 bis 70° gemessen wurde. In den Streukurven wird über einen weiten Dichtebereich ein Maximum bei 19,6° gefunden, die Neutronenwellenlänge betrug 1,04 Å. Es zeigt sich keinerlei bemerkenswerte Änderung beim Überschreiten des λ -Punktes. Für drei Temperaturen wurde die radiale Dichteverteilung errechnet, deren erstes Maximum für 2°K bei 3,5 Å liegt. Die Atomverteilung entspricht weitgehend der anderer flüssiger Elemente; bei tiefen Temperaturen hat He 8 nächste Nachbarn im mittleren Abstand von 3,7 Å und ca. 11 übernächste bei 5,25 Å. Als mögliche Erklärung für den λ -Übergang wird angenommen, daß am λ -Punkt eine kritische Atomverteilung erreicht wird und gebundene Zustände in nichtlokalisierte übergehen, die mit der Superfluidität zusammenhängen könnten. Queisser.

7712 E. Eipeltauer und G. Janggy. *Über die Beziehung zwischen Viskosität und Zusammensetzung binärer Natriumsilikatgläser. I.* Kolloidzshr. **142**, 77—84, 1955, Nr. 2.3. (Juli.) (Wien, T. H., Inst. anorg. chem. Technol.) Mit dem Kugelschleppviskosimeter nach HANLEIN wurde das Viskosität-Temperatur-Verhalten von 28 Natriumsilikatgläsern mit 22 bis 45% Na₂O-Gehalt im Temperaturbereich 700 bis 1500°C gemessen. Gläser mit weniger als 22% Na₂O zeigten einen hohen Erweichungsbeginn und waren bei 1600°C noch relativ zähflüssig. Bei Gläsern mit mehr als 45% Na₂O traten beim langsamen Abkühlen während der Messungen sichtbare Kristallauscheidungen auf. Werden die Viskositätsisothermen über der Zusammensetzung aufgetragen, ergeben sich die schon von PRESTON und TURNER gefundenen Minima bei der Zusammensetzung Na₂O · 2 SiO₂ und Na₂O · 3 SiO₂. Deutlicher werden die Zusammenhänge noch bei Darstellung der Viskosität-Temperatur-Kurve durch die TAMMANN-FULCHER-Gleichung $\log \eta = a - b/(T - T_0)$. η Viskosität, T Temperatur, a, b, T₀ Konstante. (Die Gleichung wurde bereits 1921 von VOGEL angegeben und sollte, wie schon vielfach üblich, VOGELsche Gleichung genannt werden. D. Ref.) Die Gleichung stellt die Viskosität-Temperatur-Kurve der Gläser über einen weiten Bereich als Gerade dar. Trägt man die Konstanten a, b, T₀ über der Zusammensetzung

auf, so ergeben sich an den Stellen, wo die Viskositätsisothermen Minima haben, ganz scharfe Extremwerte (b Minima, a, T_0 Maxima). W. Weber.

7713 E. Eipeltauer und G. Jangg. Über die Beziehung zwischen Viskosität und Zusammensetzung binärer Natriumsilikatgläser. II. Kolloidzshr. **143**, 83—92, 1955, Nr. 2. (Sept.) (Wien, T. H., Inst. Anorg. Chem. Technol.) Ausgehend von der ARRHENIUS-Gleichung für die Temperaturabhängigkeit der Viskosität wird die TAMMANN-FULCHER-(VOGEL-) Gleichung (s. vorstehendes Ref.) näher behandelt und die Vermutung ausgesprochen, daß die Konstanten b und T_0 mit anderen physikalischen Größen zusammenhängen. Die Gleichung gibt die Viskosität-Temperatur-Kurve bis zur Viskosität 10^{13} Poise (Transformationspunkt) als Gerade wieder. Abschließend werden einige Bemerkungen über den glasartigen Zustand gemacht. Die Gläser stellen demnach unterkühlte Flüssigkeiten dar, in denen ein gewisser Ordnungszustand herrscht nach Art der „Überstruktur“ in metallischen Phasen. Der Ordnungszustand verschwindet erst bei Temperaturen weit über dem Schmelzpunkt. W. Weber.

7714 H. Markovitz, L. J. Elyash, F. J. Padden jr. and T. W. De Witt. A cone-and-plate viscometer. J. Colloid Sci. **10**, 165—173, 1955, Nr. 2. (Apr.) (Pittsburgh, Penn., Mellon Inst.) Es wird ein Kegel-Platte-Viskosimeter mit Gewichtsantrieb beschrieben. Dem feststehenden Kegel (mit Kegelwinkeln von $0,5^\circ$, 2° und 4°) sitzt eine ebene Platte gegenüber, die durch ein Gewicht auf Torsion beansprucht wird. Die Geschwindigkeit der Platte bei gleichzeitiger Scherung der Flüssigkeit zwischen Kegel und Platte wird gemessen. Der kleinste Abstand zwischen Kegel (dessen Spitze abgeschliffen ist) und Platte beträgt 0,04 mm. Das ganze Viskosimeter ist auf einer senkrecht gestellten Uhrmacherdrehbank montiert. Der Meßbereich ist sehr groß (1 bis $5 \cdot 10^5$ Poise, bei Schergeschwindigkeiten zwischen $2 \cdot 10^{-4}$ und $9 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$). Die Fehler, die durch Abweichungen von der idealen geometrischen Lage von Kegel und Platte bedingt sind, werden diskutiert, sie erreichen im Höchstfalle bei den Toleranzen des Gerätes den Betrag von 3% . Es werden eine Reihe von Meßwerten mitgeteilt. So verhält sich eine 4% Lösung von Polyisobutylen in Dekalin bei Schergeschwindigkeiten zwischen 10^{-3} und $10^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ als NEWTONsche Flüssigkeit, nicht dagegen bei höheren Schergeschwindigkeiten. W. Weber.

7715 T. W. De Witt, H. Markovitz, F. J. Padden jr. and L. J. Zapas. Concentration dependence of the rheological behavior of the polyisobutylene-decalin system. J. Colloid Sci. **10**, 174—188, 1955, Nr. 2. (Apr.) (Pittsburgh, Penn., Mellon Inst.) Von einem Polyisobutylen mit einem Zahlenmittel-Molekulargewicht von $3,7 \cdot 10^5$ wurden Lösungen in Dekalin mit Polymergehalten zwischen 3 und 20% untersucht. Teils wurden Messungen mit einem Torsionspendel-Apparat bei Frequenzen von $5 \cdot 10^{-2}$ bis 1,5 ausgeführt, teils in einem Kegel-Platte-Viskosimeter (s. vorstehendes Ref.). Es wurden die dynamischen Moduln und die dynamische Viskosität gemessen. Alle Lösungen zeigen bei kleinen Schergeschwindigkeiten einen Bereich, in dem sie NEWTONsche Flüssigkeiten sind. Für Konzentrationen über 8% wurde gefunden, daß die Moduln bei Anwendung der Methode der reduzierten Variablen eher dem Quadrat der Konzentration proportional sind als der ersten Potenz. Mit dieser Annahme lassen sich auch die Werte für das feste Polymer mit denen der Lösungen auf eine Kurve bringen. Es wird angenommen, daß in den Konzentrationsbereichen, in denen c^2 für die reduzierten Variablen notwendig ist, eine zeitweilige Gel-Struktur besteht, als Ergebnis einer bimolekularen Assoziation zwischen monomeren Einheiten und polymeren Ketten. Die erhaltenen Werte werden mit den Theorien des viskoelastischen Verhaltens von ROUSE und BUECHE verglichen. W. Weber.

7716 F. D. Dexter. *Rotational plastometry applied to molten polyethylene.* J. appl. Phys. **25**, 1124—1129, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Bound Brook, N. J., Union Carbide Carbon Corp., Devel. Lab. Bakelite Co.) Es wird ein zylindrisches Rotationsplastometer mit automatischer Schreibeinrichtung beschrieben. Das Fließverhalten von geschmolzenem Polyäthylen wurde im Bereich 130° bis 210° gemessen und diskutiert. Es wird gezeigt, daß für jeden Scherzug die Scher-Fluß-Zeit-Kurve für Polyäthylen durch das Verhalten der Viskosität, einen elastischen Scherfluß und eine Retardationszeit beschrieben werden kann. Mit wachsendem Scherzug nehmen Viskosität und Retardationszeit ab, während der elastische Scherfluß zunimmt. Der Zusammenhang der Viskositätsänderungen mit der Entropie Thurn.

7717 J. Kooy and J. J. Hermans. *Precision viscometry of polymer solutions.* J. Polym. Sci. **16**, 417—427, 1955, Nr. 82. (Apr.) (Leiden, Rijksuniv., Lab. anorg. en phys. Chem.) Bei einem UBBELOHDE-Viskosimeter wurde die Auslaufzeit mit einer Genauigkeit von 3 msec gemessen. Hierzu wird die Bewegung des Meniskus in der Nähe der Meßmarken zusammen mit einer Synchronuhr auf den gleichen Film mit $\frac{1}{400}$ sec. Belichtungszeit aufgenommen. Die Uhr läuft mit 1000 Hz und hat einen Schaltfehler von weniger als 5 msec. Der Thermostat wird durch eine Brückenschaltung mit Thermistoren auf $\pm 0,001^{\circ}\text{C}$ konstant gehalten. Das Schaltbild der erheblichen Aufwand erfordernden Steuerung des Thermostaten wird gegeben. Messungen an Polystyrol in Toluol zeigten zwischen $2 \cdot 10^{-3}$ und $3 \cdot 10^{-5}$ g/ml keine systematische Abweichung von der Linearität von η_{sp}/c gegen c . Die gleiche Kurve für eine Polymethacrylatprobe in Wasser hat dagegen ein scharfes Maximum bei etwa 10^{-4} g/ml. W. Weber.

7718 A. Charlesby. *Viscosity measurements in branches silicones.* J. Polym. Sci. **17**, 379—390, 1955, Nr. 85. (Juli.) (Harwell, Atom. Energy Res. Est.) Von drei Polydimethylsiloxanen mit einer Viskosität bei 25°C von 200; 450 und 1000 cSt und Gewichtsmittel-Molekulargewichten von 11000; 20000 und 28000 wurde die Viskosität und die Grenzviskositätszahl als Funktion des Verzweigungsgrades gemessen. Definierte Verzweigungsgrade wurden durch Bestrahlung erhalten. Zum Erreichen eines Vernetzungskoeffizienten $\delta = 1$ (Gelpunkt) werden Strahlungsdosen von etwa 10^7 r benötigt. Aus der Konstanz des Produktes aus Gewichtsmittel-Molekulargewicht und Strahlungsdosis die zur Erreichung des Gelpunktes notwendig ist, ergibt sich, daß die je Verzweigung absorbierte Energie unabhängig vom Molekulargewicht ist. Die Zunahme der Gewichtsmittel-Molekulargewichte die theoretisch aus der Strahlungsleistung berechnet werden, wurde mit den aus Viskosität und Grenzviskositätszahl ohne Berücksichtigung des Vernetzungsgrades erhaltenen Molekulargewichten verglichen. Das Verhältnis dieser Messungen zeigt die scheinbare Abnahme des Molekulargewichtes (wie es aus viskosimetrischen Messungen erhalten wird) bei Vorhandensein verzweigter Moleküle. Es wurde gefunden, daß das Viskositätsverhältnis η_0/η linear mit dem Vernetzungsgrad bis zum Gelpunkt abnimmt (η Viskosität der bestrahlten Probe, η_0 die Viskosität der Ausgangsprobe).

W. Weber.

7719 L. H. Cragg and C. C. Bigelow. *The viscosity slope constant k' -ternary systems: polymer-polymer-solvent.* J. Polym. Sci. **16**, 177—191, 1955, Nr. 82. (Apr.) (Hamilton, Ont., McMaster Univ., Hamilt. Coll., Dep. Chem.) Es wird gezeigt, daß die Konstante k' der Gleichung von HUGGINS für die Erforschung der Polymere von Wichtigkeit, als ein vom Molekulargewicht unabhängiges Kriterium für die Lösungsstärke ist und einen empfindlichen Parameter für Änderungen der Polymerstruktur darstellt. Im Idealfall ist die Konstante k'

vom Molekulargewicht unabhängig und wird nur von der hydrodynamischen Wechselwirkung der Polymermoleküle bestimmt, sie hängt von der inneren Beweglichkeit der Polymerketten und der Polymerdichte im geknäuelten Molekül ab. In wirklichen Systemen können andere Wechselwirkungen einen Einfluß auf k' haben, für diese geben die Verf. den Ausdruck an $k' = k + a + K \cdot ([\eta]_2 - [\eta]_1)/[\eta]^2$. Die Konstanten berücksichtigen folgende Einflüsse: k die Biegsamkeit und Dichte der Polymermoleküle, a die molekularen Wechselwirkungen und K die Wirkung auf das effektive hydrodynamische Volumen. Für ternäre Systeme Polymer-Polymer-Lösungsmittel werden Ausdrücke für η_{sp}/c und k' abgeleitet. Es wird vorgeschlagen, Abweichungen von dem idealen Verhalten, die durch nicht hydrodynamische Wechselwirkungen Polymer-Polymer entstehen, zur Messung der Größe der Wechselwirkung zu verwenden. Abschließend werden einige Messungen an dem System Polystyrol-Polymethylmethacrylat-m-Xylol angeführt und diskutiert.

W. Weber.

7720 Hiroshi Terayama and F. T. Wall. *Reduced viscosities of polyelectrolytes in the presence of added salts.* J. Polym. Sci. **16**, 357—365, 1955, Nr. 82. (Apr.) (Urbana, Ill., Univ., Noyes Chem. Lab.) Es werden zwei verschiedene Methoden für die Verdünnung von Polyelektrolytlösungen (Kalium-Zellulosesulfat und Kalium-Polyacrylat) behandelt. Die erste Methode ist die isoionische Verdünnung, die zweite benutzt Salzlösungen von einer solchen Konzentration, daß die Viskositätszahl eine lineare Funktion der Polymerkonzentration wird. Bei isoionischer Verdünnung, bei welcher die Konzentration der Gegenionen konstant gehalten wird, sind die Kurven für die Viskositätszahlen nicht im ganzen Bereich linear, sondern bei niedrigen Verdünnungen merklich gekrümmt. Die Viskosität solcher Lösungen läßt sich durch eine empirische Gleichung ähnlich der von FUOSS und STRAUSS darstellen. Die zweite Methode wird durch Verdünnung der Polymerlösung mit einer einfachen Salzlösung ausgeführt, deren Konzentrationen c_1 durch Versuche so gewählt werden, daß die Viskositätszahl eine lineare Funktion der Konzentration ist. Das Verhältnis $r = c_1/c_0$, wobei c_0 die Konzentration der Gegenionen in der ursprünglichen Polymerlösung ist, nimmt mit Abnahme der Ladungsdichte des Polyelektrolyten zu und ist gegen die Größe von c_0 ziemlich unempfindlich.

W. Weber.

7721 M. Mooney and W. E. Wolstenholme. *The rheological unit in raw elastomers.* J. appl. Phys. **25**, 1098—1101, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Passaic, N. J., U. S. Rubber Co., Gen. Lab.) Es werden Argumente zur Stütze der Vermutung angegeben, daß es in einem rohen Elastomeren, das einer kontinuierlichen Scherbeanspruchung ausgesetzt ist, Molekülgruppen gibt, die miteinander verknüpft sind und sich bewegen und rotieren, als seien es elastische Festkörper. Solche zusammenhaltenden Molekülgruppen werden rheologische Einheiten genannt. Wenn ein solches Elastomeres unter kontinuierlicher Scherbeanspruchung im wesentlichen aus eng gepackten rheologischen Einheiten besteht, die aufeinander rollen, so werden sie eine in Kautschuk lösliche Farbe quer zu den Scherebenen in der Weise übertragen, wie eine Farbwalze in einer Druckereimaschine die Farbe. Diese Erscheinung wurde mit einem MOONEY-Viskosimeter beobachtet. Aus der Geschwindigkeit, mit der die Farbfront vorrückt, kann grob der mittlere Durchmesser der rheologischen Einheiten abgeschätzt werden. Er liegt im Bereich 1—35 μ .

Thurn.

7722 Herbert Leaderman. *Nonlinear viscoelastic behavior of rubber in shear.* J. Polym. Sci. **16**, 261—271, 1955, Nr. 82. (Apr.) (Washington, Nat. Bur. Stand.) Für einige nichtlineare mechanische Modelle wird das Verhalten beim Kriechen unter konstanter Belastung und die Rückfederung nach Entlastung behandelt. Die Modelle bestehen aus einem linearen Dämpfungskeil, der parallel zu einer

nicht-HOOKEschen Feder liegt, für die das Verhältnis von Deformation zu Spannung proportional der Spannung bzw. deren Quadrat zunimmt. Versuche an vulkanisiertem und rohem Gummi (z. T. bei -40°C) zeigten in erster Näherung ein Verhalten, wie es den theoretisch behandelten nicht linearen Modellen entspricht, also eine Abweichung vom linear-viskosen Verhalten. W. Weber.

7723 Robert J. Rubin. *Some theorems in the theory of Brownian motion which apply to the excluded volume problem in polymer chains.* J. chem. Phys. **21**, 2073, 1953, Nr. 11. (Nov.) (Silver Spring, Maryland, Johns Hopkins Univ., Appl. Phys. Lab.) Es werden vier Sätze aus der Theorie der Brownschen Bewegung genannt, die auf die Theorie der Kettenmoleküle übertragen werden können. Sie besagen, daß in einer 2-dimensionalen Bewegung fast alle Wege nach genügend langer Zeit unendlich oft in die Nachbarschaft irgendeines Punktes zurückkommen, in einer mehr als 2-dimensionalen Bewegung dagegen nicht und in einer 2- oder 3-dimensionalen Bewegung fast alle Wege unendlich viele Doppelpunkte haben, bei vier oder mehr Dimensionen jedoch keine. Aus ihnen läßt sich schließen, daß bei zwei Dimensionen das mittlere Quadrat des Abstandes zweier Kettenenden stärker als die Anzahl der Kettenglieder und bei vier oder mehr Dimensionen proportional der Anzahl der Glieder anwächst. Der 3-dimensionale Fall ist ein Grenzfall, für den aus diesen Analogiebetrachtungen keine Schlüsse gezogen werden können. Voelz.

7724 Herbert D. Deas. *The bond lengths of unsaturated hydrocarbons.* Phil. Mag. (7) **46**, 670—681, 1955, Nr. 377. (Juni.) (St. Andrews, Univ., St. Salvator's Coll.)

7725 R. E. Florin, L. A. Wall, D. W. Brown, L. A. Hymo and J. D. Michaelson. *Factors affecting the thermal stability of polytetrafluoroethylene.* J. Res. nat. Bur. Stand. **53**, 121—130, 1954, Nr. 2. (Aug.) H. Ebert.

7726 Robert L. Baldwin, Peter J. Dunlop and Louis J. Gosting. *Interacting flows in liquid diffusion: equations for evaluation of the diffusion coefficients from moments of the refractive index gradient curves.* J. Amer. chem. Soc. **77**, 5235 bis 5238, 1955, Nr. 20. (20. Okt.) (Madison, Wisconsin, Univ. Wisc., Dep. Chem.) Die Erfahrung zeigt, daß das erste FICKsche Diffusionsgesetz bei Vorliegen von drei und mehr Komponenten nicht zur Beschreibung der Diffusionsvorgänge ausreicht. Verff. stellen daher allgemein Fließgleichungen für Mehrkomponentensysteme auf und leiten den mathematischen Zusammenhang zwischen den Momenten der Brechungsindexgradientkurven und den Diffusionskoeffizienten ab. Dabei wird unter dem r -ten Moment die Größe $m_r = (1/\Delta n) \int_{-\infty}^{+\infty} x^r (\delta n/\delta x) dx$ mit Δn -Gesamtänderung von n an der frei diffundierenden Grenzschicht verstanden. Z. B. lassen sich so die vier bei Vorliegen von drei Komponenten auftretenden Diffusionskoeffizienten durch m_2 und m_4 ausdrücken. Die n -Gradientenkurven sind in erster Näherung symmetrisch zur ursprünglichen scharfen Grenzschicht. S. hierzu auch P. J. DUNLOP und L. J. GOSTING, J. Amer. chem. Soc. **77**, 5238, 1955. O. Fuchs.

7727 P. L. Auer and E. W. Murbach. *Diffusion across an interface.* J. chem. Phys. **22**, 1054—1059, 1954, Nr. 6. (Juni.) (Livermore, Calif., California Res. Devel. Co., Res. Div.) Verff. entwickeln ein Modell, bestehend aus drei Bereichen, zwei Flüssigkeiten und einer Zwischenfläche, zur Beschreibung der Diffusion in einem heterogenen System über eine flüssige Zwischenfläche hinweg. Sie nehmen konstante Diffusionskoeffizienten in den Phasen an. Es werden drei

Klassen von Zwischenflächenwiderständen behandelt, der allgemeine, der lineare und der ebene Fall. Außergewöhnliche Widerstandsglieder an der Zwischenfläche verzerren das Konzentrationsprofil in den beiden anderen Phasen, der Effekt verschwindet im Laufe der Zeit und ist in größerem Abstand von der Zwischenfläche relativ größer. M. Wiedemann.

7728 F. A. Long and L. J. Thompson. *Water induced acceleration of the diffusion of organic vapors in polymers.* J. Polym. Sci. **14**, 321—327, 1954, Nr. 76. (Okt.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Dep. Chem.) Der Einfluß von Wasserdampf auf die Diffusionsgeschwindigkeit organischer Moleküle wurde bei 40°C mit einer Sorptionsmethode für folgende Systeme untersucht: Wasser-Aceton-Polyvinylacetat, Wasser-Tetrachlorkohlenstoff-Polyvinylacetat, Wasser-Aceton-Zelluloseacetat und Wasser-Benzol-Polystyrol. Für die drei ersten Systeme ist die Diffusionsgeschwindigkeit des organischen Dampfes erheblich größer für das Gemisch von Wasser und organischem Dampf als für den reinen organischen Dampf. Die Diffusion größerer Tetrachlorkohlenstoffmoleküle wird durch Wasser sogar noch stärker beschleunigt als die von Aceton. Bei Polystyrol fehlt ein Effekt. Es wird geschlossen, daß dann eine schnellere Diffusion des organischen Dampfes auftritt, wenn das Polymere durch das Wasser „weichgemacht“ ist. Thurn.

7729 H. Janeschitz-Kriegl and O. Kratky. *Die Abhängigkeit der Röntgen-Kleinwinkelstreuung vom Quellungsmedium bei regenerierter Cellulose.* Z. Elektrochem. **57**, 42—50, 1953, Nr. 1. (Febr.) (Graz, Univ., Inst. Theor. Phys. Chem.) Die Röntgenkleinwinkelstreuung von HERMANS-Fäden, d. h. ohne Spannung gesponnenen, fast isotropen Zellulosefäden, bei denen das Wasser durch verschiedene organische Imbibitionsflüssigkeiten, nämlich Hexan, Xylol, Toluol, Dekalin, Schwefelkohlenstoff, Chloroform, n-Butyljodid, 1,3-Dijodpropan, Methylenjodid ersetzt wurde, wurde unter Verwendung von Molybdän-Strahlung gemessen. Bei der ersten Serie wurden aus 8%iger Viskose stammende Fäden verwandt, die längere Zeit im Wasser gelegen hatten. Bei ihnen wurde das Wasser erst durch Alkohol, dann durch Xylol, dann durch die gewünschten Flüssigkeiten ersetzt. Bei der zweiten Serie wurden aus 7%iger Viskose Fäden erzeugt, in den porösen (luftgequollenen) Zustand übergeführt und dann in die Imbibitionsflüssigkeiten gelegt. Die Ermittlung des Quellungsgrades aus dem Volumen des trockenen und des gequollenen Präparats, die Bestimmung der Dichte von 1,519 nach der Schwebemethode, sowie die Berechnung der Elektronendichten und Absorptionskoeffizienten der Imbibitionsflüssigkeiten werden diskutiert und auf die Fehlermöglichkeiten hingewiesen. Die zu erwartende Abhängigkeit der Streuintensität vom Quadrat der Elektronendichten-Differenz zwischen Zellulose und Quellungsmedium wurde gefunden, Abweichungen traten bei den wassergequollenen Fäden auf. Verff. schließen, daß die Geometrie des micellaren Gefüges in erster Näherung beim Imbibieren erhalten bleibt. Sie nehmen quellbare und nichtquellbare Bereiche an, deren Lage und Größe vom Quellungsmedium weitgehend unabhängig ist. M. Wiedemann.

7730 Michael Kestigian, Paul Colodny and Richard S. Stein. *A light scattering investigation of the polymolybdates.* J. chem. Phys. **21**, 952—953, 1953, Nr. 5. (Mai.) (Amherst, Mass., Univ., Dep. Chem.) An zwei Lösungen von Natrium-molybdat im pH-Bereich von 6,7—7,5 und von 2,5—4 wurden Messungen der Lichtstreuung unter einem Winkel von 90° zur Einfallsrichtung durchgeführt. Die Konzentrationen wurden durch Bestimmung des Brechungsindex kontrolliert. Aus der Abhängigkeit der Turbidität von der Konzentration ermitteln Verff. im sauren Bereich ein Molgewicht von 2500 ± 1000 und im neutralen von 480 ± 10 , die Absolutwerte sind höher als die aus Diffusionsmessungen erschlossenen. M. Wiedemann.

7731 Adolphe Chapiro. *Action des rayons gamma sur les polymères à l'état solide. II. Dégénération du polyméthacrylate de méthyle et de l'acétate de cellulose.* J. Chim. phys. **53**, 295—305, 1956, Nr. 3. (März.) (Paris, Fac. Sci., Lab. Chim. Phys.) Die Wirkung von Gammastrahlen auf Polymethacrylsäuremethylester und Celluloseacetat wurde untersucht. Bei beiden Polymeren beobachtet man eine Abnahme der Erweichungstemperatur mit der Dosis. Beim Polymethacrylsäuremethylester tritt ein Nacheffekt auf. Die Beobachtung von Verfärbung und der UV-Absorptionsspektren während der Bestrahlung zeigt bei diesem Polymeren das Auftreten von zwei unabhängigen Prozessen: Eine endgültige Verschiebung des Absorptionsbereiches im UV gegen das Sichtbare und das Auftreten einer Absorptionsbande bei 5050 Å. Letztere verschwindet langsam bei 20° und sehr schnell bei 80°C. Die Ergebnisse werden diskutiert.

Thurn.

7732 Adolphe Chapiro. *Sur le mécanisme de la dégradation radiochimique des polymères.* J. Chim. phys. **53**, 306—307, 1956, Nr. 3. (März.) (Paris, Fac. Sci., Lab. Chim. Phys.) Es werden verschiedene Möglichkeiten des chemischen Abbaues von Hochpolymeren bei Bestrahlung mit energiereichen Strahlen diskutiert. Formeln sind angegeben.

Thurn.

7733 L. R. G. Treloar. *The photoelastic properties of short-chain molecular networks.* Trans. Faraday Soc. **50**, 881—896, 1954, Nr. 8 (Nr. 380). (Aug.) (Manchester, Brit. Rayon Res. Assoc.) Die mechanischen und optischen Eigenschaften eines vernetzten, amorphen polymeren Netzwerkes werden auf Grund der nicht-GAUSSschen statistischen Theorie entwickelt. Es werden zwei Modelle betrachtet, das Vierkettenmodell von FLORY und REHNER und das allgemeinere Modell von KUHN und GRÜN, bei dem die gesamte Kettenanordnung erfaßt wird. Es wird gezeigt, daß die allgemeine Form der Abhängigkeit des Druckes und der optischen Anisotropie vom Zug unempfindlich gegen Einzelheiten des Modells ist. Ein Näherungsausdruck für die optische Anisotropie, gültig für alle Werte des Zuges bis zur maximalen im Netzwerk möglichen Dehnung, wird angegeben. Ein entsprechender Ausdruck für den Druck läßt sich jedoch nicht finden.

Thurn.

7734 *The radio section discuss plastics.* J. Instn. elect. Engrs (NS) **1**, 347, 1955, Nr. 6. (Juni.)

H. Ebert.

7735 Herwig Schopper. *Die optischen Eigenschaften und der Aufbau dünner Metallschichten.* Fortschr. Phys. **2**, 275—308, 1954, Nr. 6. (Erlangen, Univ., Phys. Inst.) Die optischen Konstanten sehr dünner Metallschichten ($d < 10 \text{ m}\mu$) sind eine Funktion der Schichtdicke und der Herstellungsbedingungen. Ein Verständnis dieser Anomalien wird z. T. durch experimentelle, z. T. aber auch durch prinzipielle Schwierigkeiten sehr erschwert. Zunächst wird der theoretische Zusammenhang zwischen den Meßgrößen und den gesuchten Unbekannten (n , k und Schichtdicke) diskutiert. Es wird insbesondere gezeigt, daß sich der Fullfaktor (= Wärgungsdicke/Schichtdicke) nur unter Zuhilfenahme der Messung absoluter Lichtphasen bestimmen läßt. Dann wird ein Überblick über die Meßverfahren gegeben und die bisher ausgeführten Messungen werden diskutiert. Die Anomalien werden verständlich, wenn man berücksichtigt, daß so dünne Metallschichten aus einzelnen getrennten Kristalliten aufgebaut sind. Die aus den optischen Messungen erzielten Aussagen über die Struktur der Schichten werden verglichen mit denjenigen, die man aus Leitfähigkeitsmessungen oder Elektronenmikroskopbeobachtungen erhält.

H. Schopper.

7736 Pierre Michel. *Diffusion des métaux en couches minces obtenues par vaporisation.* C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 332—333, 1953, Nr. 4. (27. Juli.) Ausgehend von der Beobachtung, daß Ag- und Sn-Schichten, bei Raumtemperatur nach-

einander aufgedampft, Legierung ergeben, dagegen Ag-Mg und Au-Cu nicht (im Elektronenbeugungsdiagramm erscheinen nur die Maxima der reinen Komponenten) wird versucht, diese Tatsache auf Grund der verschiedenen Diffusionskoeffizienten zu erklären. Ist nämlich Q die Aktivierungswärme der Diffusion und D die Diffusionskonstante, dann kann man aus $D = D_0 \exp(-Q/RT)$ D bestimmen. Nach SEITH kann man daraus die mittlere Eindringtiefe mit der Formel $d = 2 \sqrt{Dt}$ (t = Zeit) berechnen. Auf die oben genannten Metallpaare angewendet, ergibt dies: Ag-In: $d = 6,5 \text{ \AA}$; Ag-Zn: $d = 630 \text{ \AA}$; Cu-Al: $d = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$; Cu-Au: $d = 1,2 \cdot 10^{-1} \text{ \AA}$. Es wird daher geschlossen, daß eine in erträglichen Zeiten beobachtbare Legierungsbildung nur dann eintreten kann, wenn $d \approx 1 \text{ \AA}$ ist.

H. Mayer.

7737 Shigeto Yamaguchi. *Protective films on magnesium observed by electron diffraction and microscopy.* J. appl. Phys. **25**, 1437—1438, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Hongo, Tokyo, Japan, Scient. Res. Inst., Ltd.) Glänzende Oberflächen von Mg werden durch geeignete chemische Behandlung mit $\text{Mg}(\text{OH})_2$ - oder MgF -Oberflächenschichten bedeckt, letztere abgelöst und mittels Elektronenbeugung und Elektronenmikroskop untersucht. Die $\text{Mg}(\text{OH})_2$ -Schichten erweisen sich als orientiert auf dem metallischen Träger Mg aufgewachsen und zwar so, daß die c-Achsen der hexagonalen Kristallite dem einfallenden Elektronenstrahl parallel also zur tragenden Metalloberfläche senkrecht sind.

H. Mayer.

7738 C. J. Delbecq and P. H. Yuster. *Photon-induced diffusion in thin films and single crystals of potassium iodide.* J. chem. Phys. **22**, 921—925, 1954, Nr. 5. (Mai.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab., Chem. Div.) Es wird das Alkalihalogenid KJ im Vakuum auf Quarz oder andere geeignete Träger bei tieferer oder höherer Temperatur in dünner Schicht aufgedampft und nun in der Gegend der ersten Grundabsorptionsbande (2000 — 2400 \AA) die Durchlässigkeit als Funktion der Wellenlänge bestimmt. Lage und Breite der so erhaltenen Absorptionsbanden und deren Änderung durch Ordnungsvorgänge beim Erwärmen der Schichten bzw. bei intensiver Bestrahlung mit nichtzerlegtem, ultravioletttem Licht erlauben sowohl, diese Ordnungsvorgänge zu verfolgen und die daran beteiligten Zentren zu identifizieren, als auch nachzuweisen, daß durch die genannte Bestrahlung, also durch Photonen, Ordnungs- bzw. Diffusionsvorgänge ausgelöst werden.

H. Mayer.

7739 Carl E. Drumbheller. *Anomalous thermal transition in the infrared optical properties of evaporated bismuth films.* J. opt. Soc. Amer. **44**, 345, 1954, Nr. 4. (Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Ill.) Es wird berichtet, daß durch Temperaturänderung von Bi-Aufdampfschichten im Infrarot um $1,7 \mu$ eine anomale Durchlässigkeitsbande auftritt, deren Lage von der Schichtdicke unabhängig ist. Die Mitte liegt bei einer Energie von $0,68 \text{ eV}$. Mögliche Erklärungen werden diskutiert.

H. Mayer.

7740 J. W. Beams, J. B. Breazeale and W. L. Bart. *Mechanical strength of thin films of metals.* Phys. Rev. (2) **100**, 1657—1661, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Charlottesville, Virg., Univ.) Ausführliche Mitteilung über die schon früher (s. diese Ber. **32**, 395, 1953) beschriebene Methode zur Bestimmung der Haftfestigkeit und der Zerreißfestigkeit von Metallen in dünnen Schichten und die erzielten Ergebnisse. Die Methode besteht darin, daß ein Zylinder, auf dessen Oberfläche die Schicht in der gewünschten Dicke elektrolytisch niedergeschlagen wurde, im Vakuum in Rotation gesetzt und die Umdrehungszahl solange erhöht wird, bis die Schicht ab- oder zerreißt. Die Ergebnisse zeigen, daß die Zerreißfestigkeit von elektrolytisch auf Stahl niedergeschlagenen Ag-Schichten bis zu Dicken von $6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ herab konstant und der des massiven Ag etwa gleich ist, dann aber langsam und ab $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ schnell und um ein Vielfaches ansteigt. Von der

Schichttemperatur ist diese Grenzdicke beginnenden Anstieges der Zerreißfestigkeit unabhängig, hängt aber etwas von der Stromstärke bei der elektrolitischen Abscheidung ab.

H. Mayer.

7741 E. B. Bradford and J. W. Vanderhoff. *Electron microscopy of monodisperse latexes*. J. appl. Phys. **25**, 1455, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Midland, Mich., Dow Chem. Co., Phys. Res. Lab.) Schön.

7742 Arthur V. Tobolsky. *Stress relaxation, birefringence and the structure of gelatin and other polymeric gels*. J. phys. Chem. **59**, 575, 1955, Nr. 6. (17. Juni.) (Princeton, N. J., Univ., Frick Chem. Lab.) Die Spannungsrelaxation bei konstanter Ausdehnung und die Doppelbrechung in Gelen aus polykristallinen Polymeren wird behandelt. Häufig ist ein Abfall der Spannung mit einem Anstieg der Doppelbrechung verbunden. Derartige Gele werden häufig durch Kristallite zusammengehalten, die als Brücken wirken. M. Wiedemann.

7743 W. Prins and J. J. Hermans. *Charge effects in light-scattering by colloid solutions*. J. phys. Chem. **59**, 576, 1955, Nr. 6. (17. Juni.) (Leiden, Univ., Lab. Inorg. a. Phys. Chem.) Die Arbeit von MYSELS über die Turbidität in Kolloid-Lösungen wird diskutiert. Verff. kommen zu derselben Gleichung, die den Einfluß der Ladungen beschreibt. M. Wiedemann.

7744 G. J. Harmsen, J. van Schooten and M. van der Waarden. *Electroviscous effect*. J. Colloid Sci. **10**, 315—316, 1955, Nr. 3. (Juni.) (Amsterdam, K. Shell-Lab.) Aus den Ergebnissen einer früheren Arbeit (s. diese Ber. **33**, 1501, 1954) wurde vermutet, daß der Einfluß eines Elektrolyten auf die Viskosität von mäßig- oder hochkonzentrierten Solen mit abnehmender Teilchengröße anwachsen müßte. Die Vermutung wurde mit Emulsionen von Öl in Wasser bewiesen. So betrug die Abnahme des Viskositätsverhältnisses η/η_0 bei Zusatz von NaCl zu 10% Emulsion mit Partikeldurchmessern von 2000 Å etwa 1%, bei einem Partikeldurchmesser von 280 Å aber 20%. Man kann beim elektroviskosen Effekt folgende getrennten Gruppen unterscheiden. 1. Elektroviskose Effekte, die von einer Wechselwirkung zwischen Partikeln und Medium herrühren und bei Extrapolation auf die Konzentration Null erkennbar sind. Hierzu gehören neben dem klassischen elektroviskosen Effekt (SMOLUCHOWSKI 1916) die scheinbare Volumenzunahme. 2. Effekte, die durch eine Wechselwirkung zwischen den Partikeln verursacht werden und die bei steigender Konzentration wirksam werden. W. Weber.

7745 N. Schwarz and C. Bezemer. *A new equation for the size distribution of emulsion particles. I. Derivation and application to experimental data*. Kolloidzshr. **146**, 139—145, 1956, Nr. 1/3. (März.) (Amsterdam, Koninklijke/Shell-Lab.) Verff. stellen eine generelle Verteilungsformel auf für die Darstellung der Verteilung der Teilchengröße in Emulsionen. Diese Funktion, die statistisch abgeleitet wird, lautet: $dn \cdot dx \cdot 100/N = 100,6 \cdot 1/a \cdot X \cdot (1 + a/X + a^2/X^2 + a^3/X^3) \cdot a^3/x^4 \cdot \exp(a/x)$. N ist die Zahl der Teilchen mit Durchmesser D . Die beiden Parameter der Gleichung sind: der charakteristische Durchmesser a , welcher die Werte von 0— ∞ annehmen kann und der größte Teilchendurchmesser X . Der Vergleich mit experimentellen Daten, die an Wasser- und Ölemulsionen erhalten wurden, ergab gute Übereinstimmung. Pruckner.

7746 C. Bezemer and N. Schwarz. *A new equation for the size distribution of emulsion particles. II. Validity of the equation*. Kolloidzshr. **146**, 145—151, 1956, Nr. 1/3. (März.) (Amsterdam, Koninklijke Shell Lab.) Die Brauchbarkeit der Formel aus vorstehend referierter Arbeit wird an weiteren experimentellen Daten und Beispielen aus der Literatur gezeigt. Pruckner.

7747 **H. Koelmans.** *Suspensions in non-aqueous media.* Philips Res. Rep. **10**, 161—193, 1955, Nr. 3. (Juni.) (Eindhoven.) H. Ebert.

7748 **James P. Lodge and Barbara J. Tufts.** *An electron microscope study of sodium chloride particles as used in aerosol generation.* J. appl. Phys. **25**, 1455, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Chicago, Ill., Univ., Dep. Meteorol.) Schön.

VI. Elektrizität und Magnetismus

7749 **G. Busch.** *Hochempfindliches Nullinstrument für niederfrequente Wechselspannungen.* Helv. phys. acta **27**, 204—205, 1954, Nr. 3. (30. Juni.) (Zürich, ETH.) Zur Messung sehr kleiner niederfrequenter Wechselspannungen eignen sich Vibrationsgalvanometer besonders wegen ihrer Einfachheit und Robustheit. Die bisher ungenügende Spannungsempfindlichkeit von etwa 10^{-6} Volt/mm bei 1 m Skalenabstand, wird durch eine einfache lichtelektrische Verstärkeranordnung auf $1 \cdot 10^{-9}$ Volt/mm.m gesteigert. Es wird ein Photomultiplier (Type 931—A) und ein zweites Vibrationsgalvanometer verwendet. Die Spannungsempfindlichkeit dieses Verstärkers läßt sich sehr bequem durch die Lampenhelligkeit oder durch Änderung der Speisespannung des Multipliers regulieren. Die Empfindlichkeitsgrenze ist durch die Rauschspannung im Primärkreis gegeben, die bei Zimmertemperatur, einem Eingangswiderstand von 20Ω und einer Frequenzbandbreite von 1 Hz ca. $6 \cdot 10^{-10}$ Volt/mm.m beträgt. Dieser Grenzwert der Empfindlichkeit kann durch Verkleinerung der Bandbreite verbessert werden. B. Krüger.

7750 **A. L. Cullen.** *Absolute power measurement at microwave frequencies.* Proc. Instn elect. Engrs **99**, (Teil II, Power Engng) 183—186, 1952, Nr. 68. (Apr.) Dasselbe (Teil IV.) **99**, 100—111, 1952, Nr. 2. (Apr.) (London, Univ. Coll.) Anknüpfend an optische Verfahren zur Messung des Strahlungsdrucks, entwickelt der Verf. ein ähnliches Gerät für die Leistungsmessung im Mikrowellengebiet. Ein Hohlleiter-T-Glied wird gebildet aus einem rechteckigen Hohlleiter für die Energieströmung und einem angeschlossenen zylindrischen Hohlleiterstutzen, der durch eine bewegliche Fläche aus konzentrischen Drahtringen abgeschlossen ist; letztere arbeitet auf eine hochempfindliche Torsionswaage. Aus dem Ausschlag der Waage läßt sich die Hochfrequenzleistung errechnen. Der Vergleich mit einer gleichzeitigen kalorimetrischen Leistungsbestimmung ergab Übereinstimmung innerhalb von etwa ± 2 W, bei Meßgrößen zwischen 10 und 50 W. Hoyer.

7751 **A. L. Cullen.** *A general method for the absolute measurement of microwave power.* Proc. Inst. elect. Engrs **99**, (Teil II, Power Engng) 186—188, 1952, Nr. 68. (Apr.) Dasselbe Teil IV (Monographs) 112—120, 1952, Nr. 2. (Apr.) (London, Univ. Coll.) Durch Untersuchungen über die Energieverteilung wird bewiesen, daß das im vorstehenden Ref. behandelte Meßprinzip („Wägung“ des Strahlungsdrucks) für die Leistungsbestimmung im Mikrowellengebiet zulässig ist und richtige Ergebnisse liefert. Hoyer.

7752 **J. H. Miller.** *A simplified standard cell comparator.* Elect. Engng., N. Y. **73**, 886, 1954, Nr. 10. (Okt.) (Newark, N. J., Weston Electr. Instrum. Corp.) Der vorliegende Komparator zum Vergleich von Normalelementen hat einmal einen

Regelkreis, um den als bekannt vorausgesetzten Temperaturgang der Standardzelle zu kompensieren, zum anderen die Einstellmöglichkeit von auf 10^{-6} Volt ablesbaren Spannungen, die zu der Spannung des zu prüfenden Elementes addiert oder subtrahiert werden. Maximaler Fehler $5 \cdot 10^{-6}$ Volt. Herbeck.

7753 L. J. Griffiths, R. M. Davies and D. A. Richards. *A sensitive continuously-evacuated cathode-ray oscillograph and its use in stress-wave measurements.* Electron. Engng **27**, 48—52, 1955, Nr. 324. (Febr.) (Aberystwyth, Univ. Coll. Wales; Nottingham, District Tech. Coll.) Normalerweise werden Kathodenstrahl-oszillographen mit hoher Schreibgeschwindigkeit, die laufend evakuiert werden, zur Aufzeichnung für hohe Spannungen in der Größenordnung von Kilovolts verwendet. Die Vorteile solcher Kathodenstrahl-oszillographen gegenüber den üblichen abgeschmolzenen unter bestimmten Versuchsbedingungen, z. B. bei Aufzeichnung kurzzeitiger einmaliger Vorgänge, werden diskutiert. Bei Experimenten mit elastischen Wellen in festen Körpern unter Verwendung der Kapazitätsmethode sind die Dauer der Spannungsübergänge in der Größe eines Bruchteils einer Millisekunde und die Spannungen überschreiten kaum 100 mVolt. Es wird ein empfindlicher und nicht abgeschmolzener Kathoden-oszillograph für elastische Wellen auf Grund der bisherigen bekannten Konstruktionen entwickelt unter Verwendung eines geeigneten Verstärkers hoher Grenzfrequenz. Die Oszillogramme sind stark verbessert gegenüber solchen mit abgeschmolzenen Oszillographen. Es werden elastische Wellen in Stangen von quadratischem und rechteckigem Querschnitt untersucht und eine Kondensatoreinheit mit parallelen Platten, die verwendet wurde, beschrieben. Die Konstruktion wird an Photographien und Zeichnungen verdeutlicht. Das Oszillogramm eines aufprallenden Geschosses wird gezeigt. B. Krüger.

7754 L. B. Turner. *Two electronic resistance or conductance meters.* Proc. Instn elect. Engrs (II) **99**, 209—216, 1952, Nr. 69. (Juni.) Dasselbe (III) **99**, 322, 1952, Nr. 61. (Sept.) (Cambridge, Univ.) Der Verf. beschreibt zwei Konstruktionen von Meßgeräten für sehr hohe Widerstände. Das erste ist eine WHEATSTONE-Brücke mit nachgeschaltetem Gleichstromverstärker; die Meßgröße ergibt sich aus der bei Nullstrom in der Brückendiagonale ermittelten Einstellung eines kalibrierten Drehwiderstandes und einem stufenweise wählbaren Widerstandsverhältnis. Die Brückenbetriebsspannung wird, ebenso wie die Energie für den Verstärker, über eine Gleichrichterschaltung aus dem Netz entnommen. Es lassen sich Widerstände zwischen $10^4 \Omega$ und $10^{12} \Omega$ erfassen. — Bei dem zweiten Meßgerät, das von etwa 300Ω bis $0,3 \cdot 10^{12} \Omega$ anwendbar ist, sind in der Brückenschaltung feste Widerstandsverhältnisse vorgesehen, die nach dem Schema 1, 3, 10 ... gestuft sind. Die Brückendiagonalspannung arbeitet auf eine Verstärkerschaltung, diese auf ein Galvanometer. Die Galvanometerskala ist so geteilt, daß die Meßgröße (Leitwert in Mikrosiemens) aus der eingeschalteten Stufe des Widerstandsverhältnisses und der Skalenangabe unmittelbar berechnet werden kann. — In der anschließenden Diskussion machen mehrere Diskussionsteilnehmer Einwendungen gegen die Anwendung von sehr hohen Widerständen als Vergleichsnormalen; z. T. wird auch befürchtet, daß die Meßgenauigkeit durch Zeitkonstanteneinflüsse, Röhrenalterung u. dgl. eingeschränkt wird. Hoyer.

7755 A. Berman, A. J. Saur and B. McMahon. *Mercury contact slip rings for low-level signal applications.* Rev. sci. Instrum. **25**, 399, 1954, Nr. 4. (Apr.) (Dobbs Ferry, N. Y., Columbia Univ., Hudson Lab.) Beim Empfang von Signalen mit niedrigen Spannungen beim Abwickeln von langen Kabeln, wie es bei geophysikalischen und ozeanographischen Untersuchungen vorkommt, sind übliche Schleifringe aus Kupfer oder Messing ungeeignet, weil dabei zu große Störspan-

nungen entstehen. Es wird eine Konstruktion solcher Schleifringe mit Quecksilberkonstantan beschrieben, die diese Nachteile vermeidet. Spannungen von etwa 100 μ Volt konnten noch ohne nachweisbare Störungen aufgenommen werden.

B. Krüger.

7756 Friedrich Blüthgen. *Probleme und Methoden der Pulsfrequenzmessung.* Wiss. Z. Hochsch. Elektrotech. Ilmenau 1, 61—68, 1954/55, Nr. 1. (Fak Schwachstromtech., Inst. Elektromed. Apparate u. Röntgentechn.) Die Arbeit gibt einen Überblick über die verschiedenen Methoden zur Bestimmung der mittleren Pulsfrequenz und die zu erwartenden Genauigkeiten. Nach Diskussion des sehr ungenauen palpativen Verfahrens werden Meßgeräte zur fortlaufenden Registrierung der Pulsfrequenz beschrieben. Für kurzzeitige Messungen am ruhenden Objekt bedient man sich der indirekten Methode, wobei die Ausmessung der einzelnen Pulszeitintervalle durch mechanische, optische oder elektrische Puls-kurvenschreiber (z. B. EKG) eine genaue Bestimmung der mittleren Pulsfrequenz erlauben. Am exaktesten und heute allen anderen Verfahren vorgezogen ist die direkte Methode, die den Puls selbst als Impuls für die Messung verwendet und die Pulsfrequenz unmittelbar registriert. Beim Resonanzverfahren wird der elektrische Kontakt im Rhythmus der Pulsfrequenz betätigt und ein Elektromagnet gesteuert, der seinerseits wieder dasjenige aus einer Anzahl kleiner Eisenpendel am stärksten in Schwingungen versetzt, dessen Eigenfrequenz der des Pulses am nächsten kommt. — Der Ordinatenschreiber zeichnet die Zeitintervalle zwischen den einzelnen Pulsschlägen als Ordinaten auf einem ablaufenden Streifen auf; die Kontaktauslösung erfolgt hierbei über ein Hg gefülltes Rohr, dessen Membrane auf der Arterie aufliegt. Das Verfahren ist sehr empfindlich gegen Störbewegungen. Besonders geeignet erscheint neuerdings das photoelektrische Verfahren. Hierbei wird ein Lichtstrom durch das Ohr läppchen auf ein Photoelement geschickt, wobei die pulsbedingten Durchblutungsschwankungen im Ohr läppchen Absorptionsschwankungen hervorrufen, die frequenzgleiche Spannungsänderungen am Photoelement bedingen. Die Technik dieses Verfahrens — insbesondere Verstärkung und Registrierung — wird ausführlich besprochen. Das Prinzipschaltbild eines direkt anzeigenden Pulsfrequenzmessers mit Netzanschlußteil wird wiedergegeben. Die apparative Trennung zwischen dem sehr kleinen und leichten Pulsfühler und der Verstärker- und Registriereinrichtung ist bei der photoelektrischen Methode besonders vorteilhaft.

Bayer.

7757 H. Wittke. *Elektrische Integrationsverfahren.* Frequenz 9, 49—57, 1955, Nr. 2. (Febr.) (Reutlingen, Inst. Dr. Förster.) Für eine Reihe von meßtechnischen Aufgaben muß die Integration einer gegebenen Spannung, die proportional zu einer zu messenden Größe gewonnen wird, vorgenommen werden. Höchste Anforderungen an die Güte der Integration stellt die Aufgabe Charakteristiken mit stark wechselnder Krümmung oder quasinstetige Charakteristiken auf dem Schirm eines Kathodenoszillographen abzubilden, z. B. B-H-Schleifen ferromagnetischer Werkstoffe. Drei bisher bekannte Methoden werden diskutiert. Es wird eine neue exaktere Methode angegeben. Hierbei wird der zeitliche Spannungsverlauf als FOURIER-Reihe betrachtet und die Integralspannung ist ihre zugeordnete FOURIER-Reihe. Es wird gezeigt, wie die vier Integrationsverfahren die Amplitude und die Phase jeder Partialwelle der zugeordneten Reihe in charakteristischer Weise verfälschen. Diagramme fassen die Ergebnisse zusammen. Es werden Formeln angegeben zum Aufbau von Integrations-schaltungen, deren Fehler unter vorgegebenen Grenzen bleiben. Ein Nomogramm gibt einen Überblick über die Eigenschaften der vier jetzt bekannten Integratoren.

B. Krüger.

7758 L. O. Sweet. *Measurement of small attenuations.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. 43, 1015, 1955, Nr. 8. (Aug.) (Brooklyn, N. Y., Microwave Res. Inst.) Kurze

Darstellung einer Nullmethode zur Messung kleiner Schwächungskoeffizienten im Mikrowellengebiet. Zwei symmetrische Hohlleiter-Meßzweige, jeder aus variablem Abschwächer, Meßleitung und angepaßtem Detektorkristall bestehend, werden über eine Differential-Verzweigung mit niederfrequent modulierter H. F.-Spannung versorgt. Die Spannungsanzeigen der Detektoren sind niederfrequent kompensiert. Nach Nullabgleich wird in einem Zweig eine durch die Meßleitung kontrollierte definierte Abschwächung eingeführt, nach Einfügung des Prüflings in den wieder abgeglichenen Meßzweig ergibt sich aus dem Verhältnis der beiden Spannungsanzeigen die gesuchte Abschwächung. Die Meßgenauigkeit beträgt für Schwächungskoeffizienten der Größenordnung 0,1 db etwa $\pm 10\%$. Durch Verwendung von WOLLASTON-Bolometern kann die Anordnung breitbandiger und damit unempfindlicher gegenüber Frequenzschwankungen gehalten werden. Ihre Verwendung in Form einer Substitutionsmethode ist möglich. Es können dann Änderungen des Schwächungskoeffizienten der Größenordnung 0,01 db bestimmt werden.

B. Koch.

7759 F. Hart. *A transient pulse width and pulse amplitude meter*. Electron. Engng. **27**, 192—197, 1955, Nr. 327. (Mai.) (Min. Supply.) Das Grundprinzip zur Messung der Amplitude von Einschwingvorgängen besteht darin, daß ein Kondensator mit kleinen Verlusten bis zum Maximum der Impulsamplitude aufgeladen wird und die Spannung an dem Kondensator statisch vor Absinken der Kondensatorladung gemessen wird. Zur Messung der Impulsbreite an der Impulsbasis wird ein ebenfalls verlustfreier Kondensator linear so weit aufgeladen, daß die Spannung proportional der Impulsbreite ist. Die Amplitude der so erhaltenen Sägezahnspannung wird ebenfalls mit einem statischen Voltmeter (Elektrometer) gemessen, das eine Ablesung der Impulsbreite auf einer linearen Skala ergibt. Die genaue Schaltung wird gezeigt. Die Eichung wird besprochen. Das Gerät hat vier Meßbereiche für die Impulsbreite: 10 — 100 μ s; 50 — 500 μ s; 0,2 — 2 ms und 1 — 10 ms und gestattet Spannungsamplituden bis etwa 300 Volt bei linearer Eichkurve zu messen.

B. Krüger.

7760 L. Knight. *Stabilized d. c. supplies using grid-controlled rectifiers*. Electron. Engng. **27**, 16—19, 1955, Nr. 323. (Jan.) (Brit. Tabulating Mach. Comp. Ltd.) Eine einfache Methode zur Erzeugung einer stabilisierten Gleichspannung wird beschrieben, bei der Thyratrons als gittergesteuerte Gleichrichter verwendet werden. Die Vorteile gegenüber der Verwendung von Elektronenröhren bei solchen Geräten werden diskutiert. Bei der Konstruktion müssen einige Maßnahmen beachtet werden, die an Hand der Grundsaltung besprochen werden. Die Schaltung eines Gerätes für eine stabilisierte Gleichspannung von 160 Volt bis zu 2,4 Amp wird als Beispiel angegeben. Die Belastungskurven dieses Gerätes von 40 bis 200 Ω werden in Abhängigkeit von der Netzspannung gezeigt. Die Spannungsstabilisierung ist etwa 1%.

B. Krüger.

7761 A. E. Lowe. *A stabilized radio-frequency e. h. t. supply*. Electron. Engng **27**, 85—86, 1955, Nr. 324. (Febr.) (Hammersmith. Hosp., Exp. Radiopathol. Res. Unit.) Es wird ein Gerät zur Erzeugung hoch stabilisierter Spannungen, kontinuierlich veränderlich von 100 bis 1600 Volt und für eine Stromentnahme bis 20 μ A, beschrieben, wie es bei GEIGER-Geräten und Szintillationszählern benötigt wird. Die entnommene Spannung ist bei diesen Werten lastunabhängig und unabhängig von der Versorgungsspannung innerhalb 0,1%. Als H. F.-Generator wird eine Pentode (CV 1116) verwendet und die H. F.-Spule mit H. F.-Heizwicklung für die Gleichrichterröhre (EY 51) wird eingehend beschrieben. Das Gerät kann mit Spannungen aus einem üblichen Zählgerät betrieben werden.

B. Krüger.

7762 V. H. Attree. *A cascade amplifier degenerative stabilizer.* Electron. Engng. **27**, 174—177, 1955, Nr. 326. (Apr.) (Manchester, Coll. Technol., Dep. Elect. Engng.) Bei Stabilisierungsschaltungen für Gleichspannungen wird an Stelle der Pentode ein Kaskadenverstärker mit zwei Trioden verwendet, der eine Verstärkungsziffer von 1000 besitzt. Diese Stabilisierungsschaltungen mit Gegenkopplung haben bessere Eigenschaften als die bisherigen mit Pentoden. Die Schaltung ist einfach und benötigt keine Kompensation von der nicht stabilisierten Seite. Zwei genaue Schaltungen werden gezeigt. Die Brummspannung ist kleiner als $500 \mu\text{V}$ über den ganzen Strombereich. Die Ausgangsimpedanzen betragen $0,2 \Omega$ bei 500 Hz.

B. Krüger.

7763 Jaroslav Hájek. *Zur Theorie der Temperaturabhängigkeit von Gleichrichtermeßgeräten.* Elektrotechnik, Berl. **8**, 402—406, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Brno.) Zur Berechnung der Temperaturabhängigkeit von Gleichrichtergeräten wird eine neue Methode angewendet, die den gemessenen dynamischen Gleichrichterwiderstand erfaßt und gemeinsame Formeln für Strom- und Spannungsmesser abzuleiten ermöglicht. Der Zusammenhang zwischen den Gleichrichtungsbedingungen und dem Temperaturfehler wird quantitativ gelöst. Der Einfluß des Remanenzelastizitätsfehlers der Federn des Meßwerkes auf den Temperaturfehler wird in die Rechnung einbezogen. Ein neues einfaches, graphisches Verfahren zur praktischen Lösung der Temperaturkompensation der Gleichrichtergeräte wird abgeleitet.

Henker.

7764 R. P. Oserow. *Untersuchungen der magnetischen Struktur der Antiferromagnetika mittels Neutronen.* Fortschr. Phys. **2**, 185—205, 1954, Nr. 4. Es wird eine zusammenfassende Darstellung der magnetischen Streuung von Neutronen in Antiferromagnetika gegeben. Zu diesem Zwecke werden Para-, Ferro- und Antiferromagnetika hinsichtlich ihrer Neutronenstreuung verglichen. Die Bestimmung des magnetischen Formfaktors, der die Winkelabhängigkeit angibt, wird diskutiert. Die magnetische Struktur der Antiferromagnetika MnO , NiO , CoO und FeO wird an Hand von Neutronogrammen erläutert. Die Temperaturabhängigkeit des Ordnungsgrades (Nahordnung), sowie die Deformation der Gitterstruktur beim Übergang in den paramagnetischen Zustand wird diskutiert. Außerdem werden die magnetischen Eigenschaften von Hämatit ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) und Magnetit (Fe_3O_4) besprochen.

Knecht.

7765 William MacLean. *Theory of strong electromagnetic waves in massive iron.* J. appl. Phys. **25**, 1267—1270, 1954, Nr. 10. (Okt.) (Brooklyn, N. Y., Polytechn. Inst.) Unter der — für große Amplituden der magnetischen Erregung H berechnigten — Annahme einer rechtwinkligen Magnetisierungskurve ergibt sich für eine senkrecht auf massives Eisen einfallende elektromagnetische Welle als Lösung der MAXWELLSchen Gleichungen ein linearer Abfall von H bei örtlich konstanten Amplituden der elektrischen Feldstärke und der Kraftflußdichte. Hieraus lassen sich Ausdrücke für die Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes sowie für die Impedanz der Grenzfläche ableiten, deren Ohmscher Anteil mit einer halbtheoretischen Formel von ROSENBERG (s. diese Ber. **4**, 1376, 1923) bis auf den Faktor $\pi/4$ übereinstimmt.

Blank.

7766 R. R. Heikes. *Magnetic transformation in MnBi .* Phys. Rev. (2) **99**, 446 bis 447, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (East Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.) MnBi verliert bei 633°K spontan die Magnetisierung. Konform damit geht eine Änderung der Gitterkonstanten, die bei der c -Achse 3% und bei der a -Achse $1,5\%$ beträgt. Andere Autoren haben bei 633°K einen Übergang von ferromagnetischer zu antiferromagnetischer Struktur vermutet. Verf. zeigt an Hand der

Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung einer abgeschreckten MnBi-Probe, daß die oberhalb 633°K stabile Hochtemperaturphase ferromagnetisch ist und dieser Phase eine CURIE-Temperatur von 440°K entspricht.

Appel.

7767 **Warren E. Henry.** *Ferrimagnetic interaction and remanence in cobalt carbo-nate.* Phys. Rev. (2) **100**, 1791, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (U. S. Naval Res. Lab.)
Schön.

7768 **B. Bleaney and W. Low.** *Nuclear spins and ratio of magnetic moments of europium 151 and 153.* Proc. phys. Soc., Lond. (A) **68**, 55—56, 1955, Nr. 1 (Nr. 421 A). (1. Jan.) (Oxford, Clarendon Lab.) Die Hyperfeinstruktur im paramagnetischen Resonanzspektrum des Eu^{2+} -Ions wurde untersucht und die bekannten Werte (5/2) für den Spin der beiden stabilen Isotope bestätigt. Das anormale Verhältnis der magnetischen Momente der Kerne, das bisher zu 2,2 angegeben wurde, ergab sich zu $2,235 \pm 0,03$. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur mit 3 cm-Wellen an pulverförmigem Strontiumsulfid mit einigen Promille Eu und Bruchteilen von Promille Sm durchgeführt. Das Verhältnis der Kernmomente wurde aus der Breite der Hyperfeinstruktur, die Lage der Linien aus der Proton-Resonanz bestimmt. Eine Formel zur Beschreibung des Spektrums wird gegeben. Die Untersuchungen zeigen, daß im verwendeten Kristall zweiwertiges Europium vorhanden ist.
Röbert.

7769 **G. E. G. Hardeman and N. J. Poulis.** *Antiferromagnetic resonance at low frequency.* Physica, 's Grav. **21**, 728—736, 1955, Nr. 9. (Sept.) (Leiden, Kamerlingh Onnes Lab.) Bei kleinen äußeren magnetischen Feldern behalten die antiparallelen Spins in einem antiferromagnetischen Einkristall noch ihre Vorzugsrichtung. Die Abweichung der Spins von dieser Richtung bei wachsendem H ist abhängig von der Richtung und Stärke des äußeren Feldes und von der Temperatur. Bei bestimmten H-Feldstärken und H-Richtungen klappen die Spins um und stellen sich näherungsweise senkrecht zum Magnetfeld. Bei diesen kritischen Feldstärken kann Elektronenresonanzabsorption bei relativ niederen Frequenzen beobachtet werden. Messungen nach der Absorptionsmethode wurden an einem $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ -Einkristall, der unterhalb $4,3^{\circ}\text{K}$ antiferromagnetisch ist, ausgeführt.
Knecht.

7770 **Ginette Berthet.** *La résonance paramagnétique électronique.* Cah. Phys. 1956, S. 6—18, Nr. 67. (März.) (Centre Nat. Rech. Sci.) Zusammenfassender Bericht über paramagnetische Elektronenresonanz. 1. Theoretischer Teil: Resonanz des freien paramagnetischen Ions. Einfluß des kristallelektrischen Feldes (Feinstruktur) und der Kernmomente (Hyperfeinstruktur). Linienbreiten. 2. Bau spezieller paramagnetischer Resonanzspektrometer. 3. Beschreibung spezieller Ergebnisse, insbesondere der Resonanzspektren freier Radikale.
Honerjäger.

7771 **Maurice Buyle-Bodin et Daniel Dautreppe.** *Résonance quadrupolaire de Cl^{35} et Cl^{37} dans $p\text{-C}_6\text{H}_4\text{Cl}_2$.* C. R. Acad. Sci., Paris **233**, 1101—1103, 1951, Nr. 19 (5. Nov.) Die Quadrupol-Resonanz von Cl^{35} und Cl^{37} wird mit den Methoden der magnetischen Resonanz untersucht bis herunter zu der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs. Neben den bekannten Messungen an CHCl_3 , POCl_3 und $\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$ wurden solche an $p\text{-C}_6\text{H}_4\text{Cl}_2$ durchgeführt. Bei den letzten beiden Stoffen lagen die Resonanzfrequenzen ziemlich nahe beieinander, woraus geschlossen wird, daß der Beitrag des einen Cl zu vernachlässigen ist. Zwei Diagramme werden gezeigt. Die Methode ist empfindlich genug, so daß eine Verwendung bei der Stabilisierung von Frequenzen möglich erscheint. Bei der niedrigsten Temperatur wird beobachtet, daß die Linie des Diagramms sich in zwei aufteilt. Hierfür wird eine Erklärung gegeben.
B. Krüger.

7772 Maurice Buyle-Bodin et André Monfils. *Sur la résonance quadripolaire électrique du chlore dans Cl_2Hg .* C. R. Acad. Sci., Paris **236**, 1157—1160, 1953, Nr. 11. (16. März.) Die Kernquadrupolresonanzfrequenz des Chlors im Cl_2Hg -Molekül wurde in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Aus den gemessenen Resonanzfrequenzen kann abgeschätzt werden, daß die Hg-Cl-Bindung im Molekül zu annähernd 55 % ionisch ist. Nöldeke.

7773 R. G. Barnes, O. B. Miller and F. O. Wooten. *Nuclear quadrupole resonances in solid aryl bromides and iodides.* J. chem. Phys. **22**, 946—947, 1954, Nr. 5. (Mai.) (Newark, Dela., Univ.) In einigen Arylbromiden und Aryljodiden wurden reine Kernquadrupolspektren beobachtet. Die gemessenen Resonanzfrequenzen sind tabelliert. Nöldeke.

7774 T. L. Weatherly and Quitman Williams. *Nuclear quadrupole resonance in ethyl chloroformate and ethyl trichloroacetate.* J. chem. Phys. **22**, 958, 1954, Nr. 5. (Mai.) (Atlanta, Georgia, Inst. Technol., School Phys.) Verff. berichten über die Messung des reinen Kernquadrupolspektrums der Chlorkerne in Äthylchloroformat, in Trichloracetylchlorid und in Äthyltrichloracetat. Nöldeke.

7775 A. L. Schawlow. *Nuclear quadrupole resonances in solid bromine in iodine compounds.* J. chem. Phys. **22**, 1211—1214, 1954, Nr. 7. (Juli.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Reine Kernquadrupolresonanzspektren der Brom- bzw. der Jodkerne wurden in $\text{pC}_6\text{H}_4\text{Br}_2$, $\text{pC}_6\text{H}_4\text{J}_2$, SnBr_4 , GeBr_4 , SiBr_4 , CBr_4 , GeJ_4 , SnJ_4 , NaBrO_3 , KBrO_3 , CsBrO_3 , SbBr_3 , SbJ_3 und in BrCN beobachtet. Die bei den meisten Verbindungen sowohl bei der Temperatur der flüssigen Luft als auch bei Zimmertemperatur gemessenen Resonanzfrequenzen sind tabelliert, die Ergebnisse werden hinsichtlich der chemischen Bindung und der Kristallstruktur diskutiert. Nöldeke.

7776 Georges J. Béné and R. C. Extermann. *Paramagnetic resonance in low fields.* Phys. Rev. (2) **97**, 238, 1955, Nr. 1. (1. Jan.) (Geneva, Switzerl., Univ., Inst. Phys.) Bei kleinen Magnetfeldern stimmt die Frequenz, bei der χ'' und damit auch die Resonanzkurve ihr Maximum annehmen, nicht mit der LARMOR-Frequenz überein. Die Verff. weisen darauf hin, daß sie die Feldabhängigkeit der Frequenzverschiebung schon vor GARTENS (s. diese Ber. **33**, 3292, 1954) unter allgemeineren Voraussetzungen abgeleitet haben (Arch. sci. (Genève) **4**, 436, 1951). Andresen.

7777 Paul H. E. Meijer and H. J. Gerritsen. *Magnitude of the splitting of the lowest level in chromium alum.* Phys. Rev. (2) **100**, 742, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Durham, North Carol., Duke Univ.; Leiden, Netherl., Kamerlingh Onnes Lab.) Das tiefste Niveau des Chromions im Chrom-Kalium-Alaun wird neu berechnet. Die HAMILTON-Funktion des elektrischen wird in Diagonalform gebracht, anschließend wird die Spin-Bahn-Kopplung eingeführt und die Spin-HAMILTON-Funktion des tiefsten Niveaus berechnet. Der numerische Wert weicht von den früher berechneten ab. Es ergibt sich ein anderer Wert für das radiale Mittel des zylindrischen Felds. Schön.

7778 Robert T. Schumacher and Charles P. Slichter. *Electron spin paramagnetism of lithium and sodium.* Phys. Rev. (2) **101**, 58—65, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Urbana, Ill., Univ., Dep. Phys.) Die magnetische Suszeptibilität der Metalle setzt sich im wesentlichen aus drei Anteilen zusammen, der Ionensuszeptibilität der Metallionen, der LANDAUSCHEN Suszeptibilität der Leitungselektronen (Quantisierung der Elektronenbahnen im Magnetfeld) und dem PAULISCHEN Spinparamagnetismus der Leitungselektronen. Der letzte Anteil ist unter strenger Berücksichtigung der Elektronen-Elektronen-Wechselwirkung von PINES für einwertige Metalle

berechnet worden. Im Hinblick darauf haben die Autoren beim Lithium und beim Natrium eine Meßmethode angewandt, die es erlaubt allein den Spinparamagnetismus X_p^e der Leitungselektronen zu erfassen. Dabei wird im Prinzip X_p^e nach der magnetischen Resonanzmethode durch Vergleich mit der Kernresonanz der Metallatom-Kerne ermittelt. Die Meßmethode wird für diesen Spezialfall genau angegeben und diskutiert. Das Ergebnis der Messungen ist: $X_p^e = (2,08 \pm 0,1)$ cgs-Einheiten für Li, $X_p^e = (0,95 \pm 0,1)$ cgs-Einheiten für Na. Die entsprechenden Werte sind nach PINES 1,87 bzw. 0,85 cgs-Einheiten. Die Meßmethode ist leider nicht auf viele Metalle anwendbar, denn bis jetzt wurde nur bei den Alkali-Metallen und beim Beryllium Spinresonanz der Leitungselektronen beobachtet.

Appel.

7779 Alfred G. Redfield. *Nuclear spin-lattice relaxation time in copper and aluminum.* Phys. Rev. (2) **101**, 67—68, 1956, Nr. 1. (1. Jan.) (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Div. Engng. Appl. Phys.) Die Relaxationszeiten von Al^{27} in reinem Aluminium und von Cu^{63} in reinem Kupfer wurden bei Temperaturen von 2° und $4,2^\circ$ absolut gemessen. Die Resonanz wurde in Zeiten durchlaufen, die klein gegen T und groß gegen T_2 oder $(\gamma H_1)^{-1}$ sind, mit Radiofrequenzleistungen, die ein Mehrfaches der bei längeren Zeiten zur Sättigung erforderlichen Leistung betragen. Mit Hilfe einer Kerninduktionsbrücke, die sich in flüssigem Helium befand, wurde das Dispersionsprofil beobachtet. Die Metallproben lagen in Pulverform vor. Es zeigte sich, daß das Hochfrequenzfeld noch in überraschend große Körner mit einem Durchmesser von etwa 0,004 cm eindringt. Die Relaxationszeiten wurden aus der Abhängigkeit der beobachteten Resonanzamplituden von der Impulsfolgefrequenz f des Magnetfeldes bestimmt. Die theoretische Formel, daß diese Amplituden wie $[1 - \exp(-\frac{1}{2} f T_1)][1 + \exp(-\frac{1}{2} f T_1)]^{-1}$ variieren, konnte experimentell bestätigt werden. Folgende Relaxationszeiten wurden ermittelt: Al^{27} : $(0,37 \pm 0,04)$ sec bei $4,2^\circ$ und $(0,73 \pm 0,04)$ sec bei $2,07^\circ$. Cu^{63} : $0,26 \pm 0,10$ sec bei $4,2^\circ$ und $0,64 \pm 0,15$ sec bei $1,9^\circ$. Innerhalb der experimentellen Fehler ergibt sich die theoretische Proportionalität mit der reziproken Temperatur.

Griem.

7780 W. A. Anderson and J. T. Arnold. *Proton relaxation times in H_2O - D_2O mixtures.* Phys. Rev. (2) **101**, 511—512, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Cern, Geneva, Switzerl.) Um die Theorie der longitudinalen Relaxationszeiten der Protonen in Wasser zu prüfen, wurden diese Relaxationszeiten in Gemischen von leichtem und schwerem Wasser gemessen mit der Methode der vollkommenen Umkehrung der Protonenpolarisation. Die Proben wurden durch Vakuumdestillation in Quarzröhrchen hergestellt, um Verunreinigungen durch Sauerstoff zu vermeiden. Die experimentellen Werte sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der Theorie von BLOEMBERGEN u. a., die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und durch die makroskopische Viskosität gegebene Korrelationszeiten annehmen.

Griem.

7781 Jerome Rothstein. *The significance of nuclear spin echo experiments for the foundation of statistical mechanics.* Phys. Rev. (2) **100**, 1791, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Signal Corps Engng. Lab.)

7782 R. G. Shulman, B. J. Wyluda and H. J. Hrostowski. *Quadrupole broadening of NMR lines by reversible axial stress.* Phys. Rev. (2) **100**, 1792, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bell Teleph. Lab.)

7783 M. Tinkham. *Magnetic resonance demonstration of charge transfer in iron group fluorides.* Phys. Rev. (2) **100**, 1792, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Oxford, Clarence Lab.)

Schön.

7784 John E. Wertz and Juana L. Vivo. *Electron spin resonance of defect centers in magnesium oxide.* Phys. Rev. (2) **100**, 1792, 1954, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Minn.) Schön.

7785 Taiji Arakawa. *Paramagnetic resonance absorption in manganese fluosilicate diluted with magnesium ions.* J. phys. Soc. Japan **9**, 790—794, 1954, Nr. 5. (Sept./Okt.) (Nagoya Univ., Dep. Gen. Educ.) Weidemann.

7786 Karl Bechert. *Bemerkungen zur nichtlinearen Elektrodynamik.* Ann Phys., Lpz. (6) **16**, 97—110, 1955, Nr. 3/4. (15. Juli.) In den MAXWELL-LORENTZschen Feldgleichungen werden ϱ und ϱv nicht als vorgegebene Größen betrachtet; vielmehr sollen sie konsequent mit den Feldern verknüpft werden. $div \mathfrak{E} = \varrho$ wird als Definitionsgleichung für ϱ aufgefaßt; ferner wird angesetzt:

$$\mathfrak{E} + \alpha \times \mathfrak{H}/C = d/dt (uv/C^2 \sqrt{1-\beta^2})$$

wo u relativistische Invariante, die $du/dt = 0$ erfüllt. Verf. gibt eine Lösung des Gleichungssystems an, welche eine Kreisströmung beschreibt und in der alle physikalischen Größen nicht explizit zeitabhängig und nicht vom Winkel φ (Zylinderkoord.) abhängig sind. (Modell eines Teilchens mit Eigendrehung.) Die nichtlinearen Ausgangsgleichungen werden nach einem recht allgemeinen Verfahren in quasilineare Differentialgleichungen 1. Ordnung umgeformt, diese wiederum durch passende Umkehrung und Substitution in eine der POISSONschen verwandte Gleichung. Eine Näherungslösung letzterer Gleichung entspricht einer Punktladung bei $r = 0$ und einer rotierenden Ladungsverteilung, welche wesentlich auf einen Bereich $r \approx a$ konzentriert ist. Die charakteristische Länge a kommt durch die Gleichungs-Struktur notwendig in die Lösung herein. Grawert.

7787 R. F. Harrington. *Field equivalence theorems and their circuit analogues.* Elect. Engng., N. Y. **73**, 923—927, 1954, Nr. 10. (Okt.) (East Syracuse, N. Y., Univ.) Um gelegentlich beobachteten Mißverständnissen in der Deutung und Anwendung der Feld-Äquivalenz-Theorie von S. A. SCHELKUNOFF (Electromagnetic Waves, New York 1943) zu begegnen, diskutiert Verf. für elektromagnetisch lineare, stationäre Medien einmal die hierzu gehörenden mathematischen Grundoperationen, insbesondere die physikalisch nichtanschaulichen Schritte, zum anderen die physikalischen Prinzipien am Modell eines zweifach unterteilten Gebietes, in dem ursprünglich die elektrischen und magnetischen Feldstärken \mathfrak{E} und \mathfrak{H} herrschen, und das durch Hinzufügung geeigneter „aufgezwungener elektrischer und magnetischer Ströme“ auf der Grenzfläche in ein äußeres (inneres) Gebiet mit den ursprünglichen Feldstärken und ein inneres (äußeres) Gebiet mit der Feldstärke Null zerfällt. Abschließend werden die entwickelten Feld-Äquivalenz-Theorien dem bekannten Dualprinzip für Quellen konstanter Spannung und Stromstärke gegenübergestellt. Herbeck.

7788 R. E. Loughhead. *Hydromagnetic stability of a current layer.* Aust. J. Phys. **8**, 319—328, 1955, Nr. 3. (Sept.) (Sydney, C. S. I. R. O., Div. Phys.) Es wird die magnetohydrodynamische Stabilität einer planparallelen stromdurchflossenen Schicht untersucht. Dabei wird unter Voraussetzung eines überlagerten Magnetfeldes in Stromrichtung die Stabilitätsbedingung abgeleitet und für zwei Spezialfälle diskutiert. Wie sich zeigt, wird die Geschwindigkeit der ALFVENSchen Wellen in einem durch zwei parallele Ebenen begrenzten magnetischen Feld durch die Trägheitswirkung der umgebenden Materie herabgesetzt. Traving.

7789 R. E. Loughhead. *Eigen oscillations of compressible, ionized fluids.* Aust. J. Phys. **8**, 416—418, 1955, Nr. 3. (Sept.) (Sydney, C. S. I. R. O., Div. Phys.) Die magnetohydrodynamischen Eigenschwingungen einer kompressiblen leitenden

Flüssigkeit in einem ∞ -langen magnetischen Zylinder (magnetisches Feld in Achsenrichtung) und in einer durch zwei parallele Ebenen begrenzten magnetischen Schicht werden untersucht. Traving.

7790 R. E. Loughhead. *Solution of problems involving the hydromagnetic flow of compressible ionized fluids.* Phys. Rev. (2) **99**, 1678—1681, 1955, Nr. 6. (15. Sept.) (Sydney, Austr., Commonwealth Scient. Ind. Res. Org., Nat. Stand. Lab., Div. Phys.) Bei der Behandlung der magneto-hydrodynamischen Gleichungen macht man aus Gründen der Vereinfachung oftmals die Annahme, die Flüssigkeit habe ein unendlich gutes Leitvermögen und ferner, sie sei inkompressibel. Die letzte Annahme trifft aber bei Anwendung auf gewisse astrophysikalische Probleme sicher nicht zu. Die Kompressibilität muß berücksichtigt werden, darüber hinaus ist auch den thermischen Bedingungen (Adiabasie) Rechnung zu tragen. Wird dies getan, so verlangt die rechnerische Behandlung — auch bei Beibehaltung unendlich guter Leitfähigkeit — die Lösung gekoppelter partieller nichtlinearer Differentialgleichungen, was erhebliche Schwierigkeiten mit sich bringt. Verf. weist nur darauf hin, daß ähnliche Differentialgleichungen in der Gasdynamik vorliegen, für die von einer Reihe von Autoren Näherungslösungsmethoden (Methoden der endlichen Differenzen) angegeben worden sind. Verf. überträgt diese Methoden auf die Lösung der magneto-hydrodynamischen Gleichungen insbesondere mit dem Ziel, numerische Lösungen für stetige Anfangswertprobleme einer eindimensionalen Flüssigkeitsbewegung zu finden. Päsler.

7791 J. H. Piddington. *The four possible waves in ionized gas in a magnetic field.* Nature, Lond. **176**, 875—876, 1955, Nr. 4488. (5. Nov.) (Sydney, C. S. I. R. O., Div. Radiophys.) Die allgemeine Dispersionsgleichung eines vollständig ionisierten Gases ist vom vierten Grade. Es können daher in einem Plasma höchstens nur vier verschiedene Wellen vorkommen. Bei niedrigen Frequenzen, bei denen Ionenbewegungen eine Rolle spielen, gibt es eine ordentliche und eine außerordentliche hydromagnetische Welle. Mit zunehmender Frequenz gehen diese beiden Wellen im Grenzfall in die bekannte ordentliche und außerordentliche Welle der APPELTONSchen Theorie über. Eine dritte Welle tritt bei niedrigen Frequenzen als magnetische Schallwelle auf. Diese entspricht im Grenzfall einer gewöhnlichen Schallwelle in Richtung des Magnetfeldes. Sie ergibt sich aus der Theorie erst bei Berücksichtigung des Gasdrucks. In ähnlicher Weise erhält man bei hohen Frequenzen eine magnetische Plasmawelle, die im Grenzfall identisch mit den bekannten Plasmaschwingungen in Richtung des Magnetfeldes ist. Der allgemeine Fall der magnetischen Plasmawelle ist sehr komplex. Hunger.

7792 L. M. Vallese. *Diffusion of pulsed currents in conductors.* J. appl. Phys. **25**, 225—228, 1954, Nr. 2. (Febr.) (Brooklyn, N. Y., Polytechn. Inst.) Verf. untersucht die Dichteverteilung und die zugehörige Eindringtiefe von Stromimpulsen, die durch eine senkrecht einfallende ebene H-Welle in einem von der ebenen Grenzfläche aus in allen Richtungen unendlich ausgedehnten leitenden Medium erzeugt werden. Ausgehend von den MAXWELLSchen Gleichungen erhält er unter Vernachlässigung des Verschiebungsstromes zwei der bekannten Diffusionsgleichung entsprechende partielle Differentialgleichungen, die er unter Anwendung der LAPLACE-Transformation löst. Es werden dann Stromfunktionen des Typs $itt = I_0 f(itt) \cdot [U(t) - U(t - T_0)]$ (T_0 = Impulsdauer), mit $f(t) = 1$, $t^{-1/2}$ und $\exp(-\alpha t)$ zugrunde gelegt. In den ersten beiden Spezialfällen ist die Eindringtiefe $z' \sim T_0$, im Fall des exponentiellen Abklingens gilt in erster Näherung (kleine Werte von α) $z' \sim T_0(1 + 2\alpha T_0)$. Gunßer.

7793 T. Kjeldaas jr. and W. Kohn. *Interaction of conduction electrons and nuclear magnetic moments in metallic sodium.* Phys. Rev. (2) **101**, 66—67, 1956, Nr. 1.

(1. Jan.) (East Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.; Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol., Dep. Phys.) Der durch die Wechselwirkung von Leitfähigkeitselektronen und magnetischen Kernmomenten hervorgerufene KNIGHT-Shift wird wesentlich bestimmt durch die Werte der Eigenfunktion der an der Grenze des FERMI-Sees befindlichen Elektronen am Ort der Kerne. Diese Eigenfunktionen wurden mit Hilfe eines Variationsverfahrens für Natrium bei zwei etwas verschiedene Gitterkonstanten berechnet. Der theoretische Wert für den KNIGHT-Shift ist etwa 12 % zu groß, wenn man den experimentellen Wert der paramagnetischen Suszeptibilität der Leitfähigkeitselektronen benutzt. Man erhält Übereinstimmung mit dem Experiment nur bei Verwendung des von PINES berechneten Wertes der Suszeptibilität. Die Volumenabhängigkeit des KNIGHT-Shifts wird diskutiert und mit der experimentell ermittelten Temperaturabhängigkeit verglichen.

Griem.

7794 R. A. Hein. *On the superconductivity of hafnium*. Phys. Rev. (2) **99**, 668, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Naval Res. Lab.; Catholic Univ. Amer.) Magnetische Suszeptibilität und elektrischer Widerstand einer Hafnium-Probe wurden von $0,06^\circ\text{K}$ bis zu $4,22^\circ\text{K}$ untersucht. Der elektrische Widerstand ist im Temperaturbereich des flüssigen Heliums konstant, fällt bei $0,2^\circ\text{K}$ ab und nimmt auch bei den tiefsten Meßtemperaturen noch ab. Die Abhängigkeit dieses Effektes von der magnetischen Feldstärke wird untersucht und eine quasi-kritische Feldstärke in Abhängigkeit von der Temperatur gefunden. Die Suszeptibilitätsmessungen gaben keinen Hinweis auf eine supraleitende Phase. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit Suszeptibilitätsmessungen anderer Autoren, die aber nicht den starken Abfall der elektrischen Leitfähigkeit gefunden haben.

Appel.

7795 B. Abeles and S. Meiboom. *Galvanomagnetic effects in bismuth*. Phys. Rev. (2) **101**, 544—550, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Rehovot, Israel, Weizmann Inst. Sci., Dep. Appl. Math.) Es werden Messungen der galvanomagnetischen Effekte von reinen und mit Zinn dotierten Wismut-Einkristallen mitgeteilt und ein anisotropes Bändermodell des Wismuts vorgeschlagen, das in der Lage ist, die experimentellen Ergebnisse quantitativ zu deuten. Numerische Werte für die Dichten der Elektronen und Löcher, deren Beweglichkeiten und die Breite der Überlappung von Leitungsband und Valenzband ($\approx 0,012\text{ eV}$) werden angegeben.

Madelung.

7796 John E. Kilpatrick, Edward F. Hammel and Dillon Mapother. *Superconductivity of uranium*. Phys. Rev. (2) **97**, 1634—1635, 1955, Nr. 6. (15. März.) (Los Alamos, N. Mex., Univ. California, Sci. Lab.) Drei Uranproben verschiedener Reinheit wurden mit Hilfe der ballistischen Gegeninduktivitätsmethode untersucht und festgestellt, daß alle drei Proben supraleitend wurden. Der Übergang begann bei allen Proben bei etwa $0,9^\circ\text{K}$. Er konnte nicht bis zu Ende verfolgt werden, da die Temperatur nur bis ca. $0,76^\circ\text{K}$ erniedrigt werden konnte. Bei zwei Proben lag der Mittelpunkt des Übergangs (Abfall des magnetischen Flusses auf die Hälfte) bei $0,77^\circ\text{K}$, bei einer um etwa $0,03^\circ\text{K}$ höher.

Näbauer.

7797 J. K. Hulm. *Superconducting rhenium alloys and compounds*. Phys. Rev. (2) **98**, 1539, 1955, Nr. 5. (1. Juni.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Westinghouse Res. Lab.) Fortführung der Versuche über die Supraleitfähigkeit von im Lichtbogen geschmolzenen Rheniumproben. Es wurde gefunden, daß Zusatz von Wolfram den Rheniumsprungpunkt um $0,4^\circ\text{K}$ pro Atomprozent W erhöht. Das Maximum des Sprungpunktes bei steigender W-Konzentration wurde nicht bestimmt, jedoch wird der Sprungpunkt der Verbindung Re_3W_2 mit ca. 6°K angegeben. Die folgenden weiteren supraleitenden Verbindungen wurden mitgeteilt: Re_2B mit $T_c = 2,8^\circ\text{K}$; Re_2Zr mit $T_c = 6^\circ\text{K}$ und Mo_3Re mit $T_c = 10^\circ\text{K}$.

Näbauer.

7798 O. S. Lutes and E. Maxwell. *Superconductivity of tin whiskers*. Phys. Rev. (2) **99**, 668, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.)

O. S. Lutes and E. Maxwell. Dasselbe. Ebenda **97**, 1718—1720, Nr. 6. (15. März.) (College Park, Maryl., Univ., Dep. Phys.; Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) An sehr dünnen Drähten aus Zinn mit $1,2 \cdot 10^{-4}$ cm Durchmesser wird der Übergang Normalleitung-Supraleitung im transversalen Magnetfeld mittels Messung des elektrischen Widerstands untersucht. Es zeigt sich, daß der Zwischenzustand nur bei höheren Temperaturenauftritt. Er erstreckt sich bei $3,65^\circ\text{K}$ von ca. $0,92 H/H_c$ bis $0,65 H/H_c$ (H/H_c ist die reduzierte Feldstärke). Bei $3,60^\circ\text{K}$ verkleinert sich der Bereich, in dem der Zwischenzustand erscheint, bereits auf das Intervall $0,67$ bis $0,70 H/H_c$. Bei $1,69^\circ\text{K}$ scheint überhaupt kein Zwischenzustand mehr aufzutreten, der Übergang Supraleitung-Normalleitung erfolgt unstetig bei $0,67 H/H_c$. Ein Vergleich mit den Ergebnissen von ANDREW an dickeren Drähten zeigt die Andeutung eines gleichen Verhaltens bei dem dünnsten, von ANDREW untersuchten Draht mit $27 \cdot 10^{-4}$ mm Durchmesser. Der diskontinuierliche Übergang bei tieferen Temperaturen wird mit Hilfe der KUPERSCHEN Theorie des Zwischenzustands erklärt. Der direkte Übergang Supraleitung-Normalleitung sollte aus thermodynamischen Gründen ohne Durchlaufen des Zwischenzustands eintreten, sobald $r \geq 16 \lambda$, wobei r der Drahtdurchmesser ist, λ der Parameter, der die Oberflächenenergie kennzeichnet. Das Auftreten des Zwischenzustands bei höheren Temperaturen kann durch die Abnahme von λ bei steigender Temperatur erklärt werden. Dies steht allerdings im Widerspruch zu anderen Experimenten. Näbauer.

7799 N. L. Muench and H. E. Rorschach jr. *Displacement of the superconducting critical field by pressure*. Phys. Rev. (2) **99**, 668—669, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Rice Inst.) Die Druckabhängigkeit der kritischen Feldstärke H_c wurde an verschiedenen Supraleitern bis zu Drucken von 1900 Atm gemessen. Für Sn gilt danach: $(\partial H_c / \partial p)_T = (\partial H_c / \partial p)_Tc [0,6 + 0,4 (T/T_c)^2]$. Daraus kann die Änderung von H_0 (= kritische Feldstärke H_c für $T = 0^\circ\text{K}$) bestimmt werden. Aus der Kenntnis der Druckabhängigkeit von H_0 und der Kenntnis von H_0 für verschiedene Isotope wird die Abhängigkeit von H_0 von Gitterkonstanten und DEBYE-Temperatur Θ_D berechnet. Das Ergebnis zeigt, daß H_0 auf eine Änderung der Gitterparameter wesentlich empfindlicher reagiert als auf eine Änderung von Θ_D : $(\partial H_0 / \partial \log V) \Theta_D = \text{const} \approx 10 (\partial H_0 / \partial \log \Theta_D) V = \text{const}$. Appel.

7800 F. Bedard and H. Meissner. *Contact resistance between superconductors and normal conductors*. Phys. Rev. (2) **98**, 1539, 1955, Nr. 5. (1. Juni.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Johns Hopkins Univ.) Messungen über den Kontaktwiderstand zwischen zwei verschiedenen Supraleitern und zwischen einem Supraleiter und einem Normalleiter. Es wurde nach einer Asymmetrie des Kontakt-Widerstandes bezüglich der Stromrichtung gesucht, jedoch wurde in den meisten Fällen keine gefunden. Unterhalb der Übergangstemperatur des einen Kontaktmaterials wurde bei kleinen Stromstärken ein steiler Abfall des Kontaktwiderstandes mit abnehmender Stromstärke beobachtet. Näbauer.

7801 P. W. Anderson. *Indirect exchange coupling of nuclear moments by electrons in semiconductors and insulators*. Phys. Rev. (2) **99**, 623, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bell Teleph. Lab.) RUDERMAN und KITTEL haben die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Kernmomenten und den Elektronenspins der Leitungselektronen in einem Metall untersucht. Es tritt eine zusätzliche Streuung der Elektronen auf. Die Wechselwirkung ist so schwach, daß sie als kleine Störung der Wechselwirkung Elektronen-Gitter überlagert

werden kann. Der Autor wendet die Theorie von RUDERMANN und KITTEL auf Halbleiter an und diskutiert die Ergebnisse am InSb und GaSb. Appel.

7802 Jordan J. Markham. *Comparison of the Condon and the adiabatic approximations for an impurity center.* Phys. Rev. (2) **99**, 636, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Zenith Radio Corp.) Die CONDON-Approximation und die adiabatische Approximation zur Berechnung der Wellenfunktion eines Elektrons in einer Störstelle werden miteinander verglichen. Es zeigt sich, daß für „flache“ Störstellen (Abstand vom Bandrand < 0.2 eV) die CONDON-Approximation überlegen ist, während für „tiefe“ Störstellen die adiabatische Approximation anzuwenden ist. Madelung.

7803 J. C. Slonczewski and P. R. Weiss. *A combined tight binding and perturbation theory of graphite π states.* Phys. Rev. (2) **99**, 636, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Rutgers Univ.) Für die π -Elektronen des Graphits wird im Sinne der BLOCHschen Näherung für gebundene Elektronen die Abhängigkeit der Elektronenenergie von den Komponenten des Wellenvektors berechnet. Appel.

7804 Benjamin Lax and Laura M. Roth. *Propagation and plasma oscillation in semiconductors.* Phys. Rev. (2) **99**, 637, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Lincoln Lab.) Die klassische „magnetoionische“ Theorie wird auf Halbleiter mit elliptischen oder „gewellten“ Energieflächen kubischer Symmetrie ausgedehnt und der Leitfähigkeitstensor berechnet. Madelung.

7805 R. Rosenberg and M. Lax. *Validity of deformation-potential theory in n-type Ge.* Phys. Rev. (2) **99**, 649, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Syracuse Univ.) Die Anwendbarkeit der BARDEEN-SHOCKLEYschen Theorie des Deformations-Potentials auf n-Germanium wird untersucht. Im Gegensatz zu der zunächst nur für isotrope Halbleiter entwickelten Theorie erweist sich die Berücksichtigung der Wechselwirkung der Elektronen mit allen drei akustischen und optischen Zweigen des Spektrums der Gitterschwingungen sowie der Übergänge der Elektronen zwischen verschiedenen Ellipsoiden des Leitungsbandes als notwendig. Madelung.

7806 R. R. Heikes. *Relation of magnetic structure to electrical conductivity in NiO and related compounds.* Phys. Rev. (2) **99**, 1232–1234, 1955, Nr. 4. (15. Aug.) (East Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.) Wegen der unvollständig besetzten d-Schale der Ni-Ionen sollte NiO ein elektrischer Leiter sein. Praktisch ist es ein Isolator mit einem spezifischen Widerstand von etwa $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ bei Zimmertemperatur. Dieselbe Anomalie zeigen andere Ferromagnetica wie CuO, Fe_2O_3 , MnO, MnS, MnSe, CoO. In Form einer qualitativen Theorie wird der Zusammenhang von magnetischer Struktur und elektrischem Leitvermögen bei binären Verbindungen diskutiert. Danach sollen ferromagnetische Verbindungen gute Leiter mit positivem Temperaturkoeffizienten des Widerstandes sein, während antiferromagnetische Verbindungen nahezu Isolatoren mit negativem Temperaturkoeffizienten sind. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung. Appel.

7807 G. Busch and R. Jaggi. *Messung des Hall-Effekts in zirkularen Magnetfeldern.* Helv. phys. acta **26**, 577–578, 1953, Nr. 6. (16. Nov.) (Zürich, E. T. H.) Verf. berechnet HALL-Spannungen, die im inneren oder äußeren Magnetfeld eines stromführenden zylinderförmigen Leiters bei verschiedener Form und Anordnung des Probekörpers erzeugt werden. Herbeck.

7808 François Gans, Jean Lagrenaudie et Paul Seguin. *Sur la préparation et les propriétés d'arséniures semi-conducteurs.* C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 310–313, 1953, Nr. 4. (27. Juli.) Makrokristallite aus InAs und GaAs wurden im Hoch-

vakuum durch Verdampfen der Ausgangssubstanzen hergestellt. Messungen der Thermokraft und der Gleichrichtungseigenschaften weisen vorwiegend auf n-Typen hin, nur in Einzelfällen auf p-Typen. Aus der Wellenlängenabhängigkeit der Photoleitung von GaAs ergibt sich eine Schwelle bei $1,1 \mu$, die einer verbotenen Bande $1,1 \text{ eV}$ entspricht. Messungen der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes im Eigenleitungsgebiet ergeben nahezu den gleichen Wert. Herbeck.

7809 F. van der Maesen and J. A. Brenkman, The solid solubility and the diffusion of nickel in germanium. Philips Res. Rep. **9**, 225—230, 1954, Nr. 3. (Juni.) (Eindhoven.) Ebenso wie Kupfer erzeugt auch Nickel schnell diffundierende Akzeptoren in Germanium. Messungen des HALL-Effektes und des Widerstandes zeigen das Vorhandensein eines $0,23 \text{ eV}$ über dem Valenzband liegenden Ni-Akzeptorenniveaus an. Die Löslichkeit des Ni im Ge steigt im Bereich von 700°C bis 900°C von $2,4 \cdot 10^{14} \text{ At/cm}^3$ auf $47,5 \cdot 10^{14} \text{ At/cm}^3$ an. Über 900°C sinkt sie rasch ab. Aus diesen Werten und dem Phasendiagramm werden die Verteilungskoeffizienten bei verschiedenen Temperaturen berechnet. Beim Schmelzpunkt des Ge ist der Verteilungskoeffizient für Ni gleich $1,8 \cdot 10^{-6}$. Der Diffusionskoeffizient von Ni in Ge liegt im Temperaturbereich von 700°C bis 875°C zwischen $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{sec}$ und $5,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{sec}$. Die Aktivierungsenergie für die Diffusion beträgt 21 kcal/Mol . Durch Tempern einer bei 800°C mit Ni gesättigten Probe bei 500°C kann der ursprüngliche Widerstandswert wieder zurückgehalten werden. Die Trägerlebensdauer in einer mit Ni gesättigten Probe ist sehr klein; in einem Beispiel $< 1 \mu\text{sec}$. Nach dem Tempern stieg der Wert jedoch nur auf $70 \mu\text{sec}$ an gegenüber dem Ausgangswert von $1100 \mu\text{sec}$ vor der Endfindung des Ni. Henker.

7810 S. Müller, Siliciumreinigung durch tiegelfreies Zonenschmelzen. Z. Naturf. **9b**, 504—505, 1954, Nr. 7. (Juli.) (Nürnberg, Südd. Apparatefabr., Standard-Lab.) Bei dem senkrechten tiegelfreien Zonenschmelzen wurde hier das Silicium direkt im Hochfrequenzfeld erhitzt. Da Si erst bei Rotglut eine für diese Methode genügend hohe Leitfähigkeit hat, wurde am unteren Ende des Stabes ein Graphitring angebracht, der nur zum Aufheizen des Si-Stabes dient. Die Glühzone kann, ohne das Si aufzuschmelzen, beliebig über den Stab bewegt werden. Am oberen Ende wird der Si-Stab aufgeschmolzen und die flüssige Zone mit einer Geschwindigkeit von 10 cm/h nach unten bewegt. Die Stäbe waren 15 cm lang und 1 cm dick. An vier Stellen des Stabes wurde das Si spektralanalytisch untersucht und gefunden, daß sich die Elemente Ca, Cr, Al, Ti, Mn, Cu, Mg und Fe am unteren Ende anreichern lassen, während dies bei Bor nicht möglich ist. An einem stark mit Bor dotierten Stab wurde der Verteilungskoeffizient für B in Si zu $\alpha = 1,4$ festgestellt. Mit einem auf chemischem Wege von Bor gereinigtem Silicium erhielt man nach Aufschmelzen im Quarztiegel einen spezifischen Widerstand von $10\text{—}20 \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$ (p-Typ). Henker.

7811 Charles P. Slichter, Spin resonance of impurity atoms in silicon. Phys. Rev. (2) **99**, 479—480, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Urbana, Ill., Univ., Dep. Phys.) Bei der Untersuchung der Spinresonanz von Donatoren der V. Gruppe des Periodischen Systems in Silicium werden neben den $2I + 1$ starken Resonanzlinien (I = Kernspin des Donators) weitere Linien schwacher Intensität beobachtet. Zur Deutung dieser Linien wird die Resonanz von Paaren von Störstellen diskutiert, die so dicht benachbart sind, daß ihre Austausch-Wechselwirkung berücksichtigt werden muß. Dieses theoretische Modell ist in der Lage, die beobachteten Linien qualitativ zu deuten. Madelung.

7812 R. L. Longini, Electronic interaction of imperfections in semiconductors and insulators. Phys. Rev. (2) **99**, 636, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungs-

bericht.) (Westinghouse Res. Lab.) Der Einfluß bereits in einem Halbleiter enthaltenden Störstellen auf den Einbau und die Diffusion weiterer Störstellen wird diskutiert. Es zeigt sich beispielsweise, daß eine große Donatorenkonzentration den Einbau von Akzeptoren stark erleichtert, den Einbau von weiteren Donatoren dagegen erschwert. Dieser Einfluß wächst mit zunehmender Breite der verbotenen Zone.

Madelung.

7813 J. W. Cleland and J. H. Crawford jr. *Radiation effects in gallium antimonide.* Phys. Rev. (2) **99**, 637, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Oak Ridge Nat. Lab.) Die Leitfähigkeit von n- und p-GaSb nimmt monoton bei Beschuß mit energiereichen Neutronen ab und erreicht eine Sättigung vor Eintritt in die Eigenleitung. Messungen des HALL-Koeffizienten lassen darauf schließen, daß in beiden Fällen Haftstellen für die Majoritätsträger gebildet werden.

Madelung.

7814 G. Bemski. *Lifetime of electrons in p-type silicon.* Phys. Rev. (2) **100**, 523 bis 524, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer von Elektronen in p-Silicium kann auf der Basis der SHOCKLEY-READ-HALLSchen Theorie erklärt werden, wenn man ein Rekombinationszentrum 0,2 eV über dem Valenzband annimmt. Das gleiche Modell kann auch die Abhängigkeit der Lebensdauer von der Dichte injizierter Ladungsträger erklären.

Madelung.

7815 W. L. Brown. *Surface potential and surface charge distribution from semiconductor field effect measurements.* Phys. Rev. (2) **100**, 590—591, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Aus Messungen der Oberflächenleitfähigkeit und des Feld-Effektes (Änderung der Oberflächenleitfähigkeit durch ein senkrecht zur Oberfläche angelegtes elektrostatisches Feld) wird die Größe der Diffusions-Spannung und die Ladungsverteilung in den Oberflächenzuständen für ein p-Ge-Präparat berechnet.

Madelung.

7816 Melvin Lax and Elias Burstein. *Broadening of impurity levels in silicon.* Phys. Rev. (2) **100**, 592—602, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Syracuse, N. Y., Univ., Phys. Dep.; Washington, D. C., U. S. Naval Res. Lab., Solid State Div., Cryst. Branch.) In p- und n-Silicium wurden scharfe Absorptionslinien gefunden, die als optische Übergänge von in Haftstellen gebundenen Ladungsträgern gedeutet werden. Eine Theorie der Linienbreite dieser Absorptionslinien wird entwickelt. Hierzu wird die Wechselwirkung der gebundenen Elektronen mit den akustischen Gitterschwingungen betrachtet. Die theoretische Linienbreite ist jedoch wesentlich größer als die experimentell ermittelte. Mögliche Gründe für diese Diskrepanz werden diskutiert.

Madelung.

7817 Roger Newman. *Visible light from a silicon p-n junction.* Phys. Rev. (2) **100**, 700—703, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Res. Lab.) Wenn p-n-Übergänge in Silizium in Sperrrichtung über die Durchbruch-Spannung hinaus belastet werden, emittieren sie ein schwach gelbliches Licht. Es werden genaue Untersuchungen dieses Effektes diskutiert und als Erklärung ein mit Strahlung verbundener Relaxations-Mechanismus der beim Durchbruch erzeugten energiereichen Ladungsträger vorgeschlagen.

Madelung.

7818 Hiroshi Yoshinaga and Robert A. Oetjen. *Optical properties of indium antimonide in the region from 20 to 200 microns.* Phys. Rev. (2) **101**, 526—531, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Columbus, O., State Univ., Dep. Phys.) Die Reflexion und Durchlässigkeit von InSb wurde im Bereich von 20 bis 200 μ gemessen. Die mit Hilfe der DRUDESchen Theorie hieraus ermittelten Werte für die Dichte und Beweglichkeit der Ladungsträger stimmen mit aus anderen Messungen gewonnenen Werten dieser Größen gut überein und gestatten eine Extrapolation

der Werte für die optischen Konstanten für Gebiete, in denen die Durchlässigkeit nicht mehr meßbar ist. Madelung.

7819 **William P. Dumke.** *Deformation potential theory for n-type Ge.* Phys. Rev. (2) **101**, 531—536, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Chicago, Ill., Univ., Phys. Dep.) Die BARDEEN-SHOCKLEYSche Theorie des Deformations-Potentials wird für die anisotrope Struktur des Leitungsbandes von Germanium neu entwickelt und durch die Hinzunahme der Streuung der Elektronen an den Scherungswellen des Gitters erweitert. Der aus der Theorie folgende Wert für die Elektronenbeweglichkeit stimmt größenordnungsmäßig mit dem experimentellen Wert überein. Madelung.

7820 **Eugene Blount, Joseph Callaway, Morrel Cohen, William Dumke and James Phillips.** *Infrared absorption of indium antimonide.* Phys. Rev. (2) **101**, 563—564, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Chicago, Ill., Univ., Chicago Midway Lab.) Der Verlauf des Absorptions-Koeffizienten von InSb in der Nähe der Absorptions-Kante läßt sich durch zwei Übergänge deuten, von denen der eine zwischen dem Leitungsband (Minimum im Zentrum des k-Raumes) und dem Valenzband (Minima auf den (111)-Achsen) erfolgt, der zweite jedoch auf die Existenz eines um 0,025 eV tiefer liegenden weiteren Valenz-Teilbandes hinweist. Madelung.

7821 **J. E. Thomas jr. and R. H. Rediker.** *Effect of electric field on surface recombination velocity in germanium.* Phys. Rev. (2) **101**, 984—987, 1956, Nr. 3. (1. Febr.) (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Die Änderung der Oberflächenrekombinations-Konstanten von n-leitendem Germanium durch ein normal zur Oberfläche angelegtes elektrisches Feld wurde untersucht. Die Ergebnisse stützen die von STEVENSON und KEYES gegebene Theorie der Oberflächenrekombination. Madelung.

7822 **A. Many, Y. Margoninski, E. Harnik and E. Alexander.** *Relaxation effects in recombination velocity on germanium surfaces under transverse electrostatic fields.* Phys. Rev. (2) **101**, 1433—1434, 1956, Nr. 4. (15. Febr.)

E. Harnik, A. Many, Y. Margoninski and E. Alexander. *Correlation between surface recombination velocity and surface conductivity in germanium.* Ebenda S. 1434 bis 1435. (Jerusalem, Isr., Hebrew Univ., Dep. Phys.) Es wird über die Untersuchung der Wirkung eines senkrecht zur Oberfläche angelegten elektrischen Feldes auf die Oberflächenrekombinations-Geschwindigkeit von Germanium berichtet. Eine Korrelation der Ergebnisse mit den Untersuchungen der Oberflächenleitung unter Zugrundelegung der Theorien von STEVENSON und KEYES und von SCHRIEFFER gelang nicht (vgl. jedoch das vorstehende Ref.).

Madelung.

7823 **D. A. Jenny, J. J. Loferski and P. Rappaport.** *Photovoltaic effect in GaAs p-n junctions and solar energy conversion.* Phys. Rev. (2) **101**, 1208—1209, 1956, Nr. 3. (1. Febr.) (Princeton, N. J., RCA Lab.) Die Brauchbarkeit von GaAs-p-n-Übergängen als Sonnenbatterie wird untersucht. Die Ergebnisse stehen mit den schon früher von GREMMELMAIER mitgeteilten Messungen (s. diese Ber. S. 136, in Einklang. Als höchster erreichter Wirkungsgrad wird 6,5% angegeben.

Madelung.

7824 **W. Kaiser, P. H. Keck and C. F. Lange.** *Infrared absorption and oxygen content in silicon and germanium.* Phys. Rev. (2) **101**, 1264—1268, 1956, Nr. 4. (15. Febr.) (Fort Monmouth, N. J., Sign. Corps Eng. Lab.) Es wird über Messungen der Ultrarot-Absorption in Si und Ge berichtet und eine in Si bei $9\ \mu$ und in Ge bei $11,6\ \mu$ auftretende Bande mit dem Sauerstoffgehalt des betreffenden Halbleiters in Verbindung gebracht.

Madelung.

7825 H. Statz, G. A. DeMars, L. Davis jr. and A. Adams jr. *Surface states on silicon and germanium surfaces.* Phys. Rev. (2) **101**, 1272—1281, 1956, Nr. 4. (15. Febr.) (Waltham, Mass., Res. Div., Raytheon Manuf. Co.) Aus Messungen der Oberflächenleitfähigkeit von p-leitenden Inversionsschichten auf Si und Ge wird auf die Existenz von zwei Arten von Oberflächenzuständen geschlossen, eine mit großer Dichte auf der Außenseite der Oxydschicht und eine mit kleiner Dichte ($\approx 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ in Si) auf der Innenseite der Oxydschicht. Die letzteren Zustände liegen 0,455 bzw. 0,138 unterhalb der Mitte des verbotenen Gebietes.

Madelung.

7826 A. D. Kurtz, S. A. Kulin and B. L. Averbach. *Effect of dislocations on the minority carrier lifetime in semiconductors.* Phys. Rev. (2) **101**, 1285—1291, 1956, Nr. 4. (15. Febr.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol.) Die Dichte von Versetzungen in Ge und Si und ihr Einfluß auf die Lebensdauer der Minoritätsträger wurde untersucht.

Madelung.

7827 Edmund S. Rittner. *Simultaneous transport of heavy and light holes in semiconductors with a degenerate valence band.* Phys. Rev. (2) **101**, 1291—1294, 1956, Nr. 4. (15. Febr.) (Irvington-on-Hudson, N. Y., Philips Lab.) Verf. diskutiert die Bewegung einer in n-Germanium injizierten Gruppe von langsamen und schnellen Löchern. Nimmt man an, daß die Übergänge zwischen den zu den beiden Löchersorten gehörigen Teilbändern des Valenzbandes zwar langsam gegenüber der mittleren Stoßzeit, aber schnell gegenüber der Lebensdauer von Elektron-Loch-Paaren erfolgen, so bewegt sich die Gruppe mit einer Gruppen-Beweglichkeit bzw. Diffusionskonstanten, die wesentlich durch die Beweglichkeit der langsamen Löcher bestimmt ist. Dies erklärt das Versagen des Versuches, die schnellen Löcher in Ge mittels Injektionsmessungen nachzuweisen.

Madelung.

7828 R. W. Keyes and R. J. Sladek. *Reduction of charge carrier concentration in InSb at 4.2° K by a strong magnetic field.* Phys. Rev. (2) **100**, 1262, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Westinghouse Res. Lab.)

7829 Ralph Bray. *Electrical breakdown in InSb at low temperature.* Phys. Rev. (2) **100**, 1262, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Purdue Univ.)

7830 G. Dresselhaus, A. F. Kip and C. Kittel. *Plasma resonance in semiconductor crystals.* Phys. Rev. (2) **100**, 1262, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley, Calif., Univ.)

Schön.

7831 G. Busch und U. Winkler. *Elektrische Leitfähigkeit von Mischkristallen intermetallischer Verbindungen.* Helv. phys. acta **26**, 578—583, 1953, Nr. 6. (16. Nov.) (Zürich, E. T. H.) Die experimentellen Untersuchungen beschränken sich auf das ternäre Mischkristall-System $\text{Mg}_2(\text{Ge}_x\text{Sn}_{1-x})$. Die homogenen Proben wurden durch Zusammenschmelzen von spektralreinen Substanzen in einer Argon-Atmosphäre von 2 Atm erhalten, wobei durch Temperung Schichten- oder Zonenbildung vermieden wurden. Die Gitterkonstanten wurden mit Hilfe des DEBYE-SCHERRER-Verfahrens bestimmt. Im Eigenleitungsgebiet wurde die elektrische Leitfähigkeit σ mittels einer Wechselstromkompensationsmethode gemessen und daraus die Aktivierungsenergien ΔE für die verschiedenen Mischungsverhältnisse unter Annahme von $\sigma = B \cdot T^{3/2} \cdot \exp(-\Delta E/2KT)$ berechnet.

Herbeck.

7832 T. C. Harman, S. E. Miller and H. L. Goering. *Preparation and electrical properties of Bi_2Te_3 .* Phys. Rev. (2) **100**, 1262, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Battelle Mem. Inst.)

Schön.

7833 J. E. Caffyn and T. L. Goodfellow. *Electrical effects associated with the mechanical deformation of single crystals of alkali halides.* Nature, Lond. **176**, 878—879, 1955, Nr. 4488. (5. Nov.) (Durham, Univ., Durham Coll., Phys. Dep.) Mittels der KYROPOULOS-Methode hergestellte oder gekaufte Kristalle ($1 \times 1 \times 0,5 \text{ cm}^3$) aus KCl, NaJ, KJ, NaCl, wurden bis 200 kp/cm^2 gedrückt. Hierbei ergab sich eine zum Teil beträchtliche Erhöhung der Ionenleitfähigkeit, die exponentiell mit einer Zeitkonstante von 0,4 bis 1,1 sec abfällt. Auch die Temperaturabhängigkeit wurde untersucht. Unter der Druckeinwirkung entsteht auch eine Potentialdifferenz am Kristall. (Zeitkonstante des Abfalls ca. 0,3 sec.) Diese ist abhängig von der Beschaffenheit der Kristalloberfläche und Temperatur, ändert gelegentlich auch ihre Vorzeichen. Es scheint so, daß die vergrößerte Ionenleitfähigkeit von homogenen elastischen Spannungen, die Potentialdifferenz von inhomogenen, örtlichen elastischen Spannungen stammen. German.

7834 R. C. Nelson. *Organic photoconductors. I. The kinetics of photoconductivity in rhodamine B.* J. chem. Phys. **22**, 885—889, 1954, Nr. 5. (Mai.) (Columbus, O., State Univ.) Das Verhalten von Rhodamin B ändert sich bei etwa 60°C . Unterhalb dieser Temperatur ist es durch Nachwirkungserscheinungen kompliziert. Oberhalb von 60°C ist der Zerfallsprozeß streng bimolekular. Drei Aktivierungsenergien wurden gemessen, für das Leitvermögen, den Zerfall und die Zunahme des Leitvermögens. Alle drei waren annähernd 0,55 eV. Die Erscheinungen lassen sich durch ein Modell erklären, das eine große Dichte monoenergetischer Fallen hat, die 0,55 eV unter dem Leitungsband liegen. Es zeigt sich, daß die Langsamkeit in der Erreichung des Endzustandes mit einer Neuverteilung der Ladungsträger aus willkürlichen Lagen zusammenhängt, aus denen sie sich zu Vorzugslagen oder Konfigurationen umlagern.

Güntherschulze.

7835 R. C. Nelson. Dasselbe. *II. Crystal violet.* Ebenda S. 890—892. Die Photoleitung in Kristallviolett ist primär ein Volumeffekt. Donatoren und Fallen können eingeführt werden, aber auch die hochgradig gereinigte Substanz zeigt eine große Photoleitung. Der thermoelektrische Effekt ist normal. Andererseits sind die Geschwindigkeiten äußerst gering, eine ausgeprägte, langlebige Nachwirkung tritt auf und unter Umständen ist die Geschwindigkeit zweiter Ordnung für einen speziellen Zerfallsprozeß dem Anfangsleitvermögen umgekehrt proportional, wofür eine Hypothese aufgestellt wird.

Güntherschulze.

7836 R. C. Nelson. Dasselbe. *III. The kinetics of basic fuchsin.* Ebenda S. 892—895. Zur Erklärung des Einflusses der Temperatur auf das Leitvermögen von basischem Fuchsin sind zwei Aktivierungsenergien nötig, für das Diffusionsvermögen und die Quantenausbeute der Ladungsträger. Sie sind annähernd 0,38 eV. Zwei verschiedene Verhaltensweisen gegenüber der Lichtintensität wurden gefunden. Bei der einen ist die Wirkung proportional der Belichtung. Die andere läßt sich durch starke Vorbelichtung des Filmes herstellen, wobei dann die Wirkung proportional der Quadratwurzel der Lichtintensität ist, in Übereinstimmung mit der aufgestellten Hypothese.

Güntherschulze.

7837 M. Tinkham. *Cyclotron resonance in bismuth.* Phys. Rev. (2) **101**, 902, 1956, Nr. 2. (15. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys.) Verschiedene Messungen der Zyklotron-Resonanzen in Wismut werden kritisch diskutiert. Bei richtiger Interpretation stehen diese Messungen im Einklang mit dem von ABELES und MEIBOOM vorgeschlagenen anisotropen Bändermodell des Wismuts.

Madelung.

7839 G. F. Pittman Jr. *Selenium rectifier instantaneous characteristics.* Elect. Engng., N. Y. **73**, 719, 1954, Nr. 8. (Aug.) (East Pittsburgh, Penn., Westinghouse

Electr. Corp.) Hinweis auf den Einfluß der Sperrschichtkapazität bei Zweiweggleichrichtung.
Herbeck.

7839 Heinz Henker. *Kenngößen des Transistors bei schwachen Wechselströmen.* Arch. elektr. Übertr. **8**, 213—216, 1954, Nr. 5. (Mai.) (München, Siemens Halske AG., Halbleiterfabr.) Es werden die zur Zeit üblichen Kenngroßendarstellungen für Transistoren kurz erwähnt und dann wird eine neue Art der Darstellung vorgeschlagen, die für alle sechs Transistorschaltungen völlig symmetrisch ist. Die elektrischen Eigenschaften des Transistors werden durch eine dreireihige Widerstandsmatrix dargestellt, aus der man durch Wegstreichen von je einer Zeile und Spalte die Ausgangsgleichungen für die Basis-, Emitter- und Kollektorschaltungen bekommt. Die Formeln für die üblichen Kenngroßen wie Eingangswiderstand, Strom-Spannungs- und Leistungsverstärkung usw. haben für alle obengenannten Schaltungen jeweils die gleiche Form. Diese Darstellungsart erfordert jedoch eine von der bisher üblichen abweichende Definition der Ströme und Spannungen. Dafür gewinnt man die Möglichkeit, sie in einfacher Weise auf Mehrelektrodensysteme zu erweitern. Auch für kompliziertere Schaltungen von Widerständen und Transistoren werden Matrizen aufgestellt.

Henker.

7840 R. Bailey. *A versatile transistor tester.* Electron. Engng **27**, 64—69, 1955, Nr. 324. (Febr.) (Associated Elect. Industr. Ltd., Res. Lab.) Ein vielseitiges Prüfgerät zur Messung der charakteristischen Eigenschaften von Transistoren sowohl vom p-n-p- als auch vom n-p-n-Typ für Spannungen bis zu 150 Volt und Strömen bis zu 60 mA wird entworfen und eingehend beschrieben. Für schnelle qualitative Übersicht können die Charakteristiken des Transistors als Kurvenscharen auf dem Schirm eines Kathodenstrahloszillographen aufgezeichnet werden bei einer Genauigkeit von etwa 10 %. Für größere Genauigkeiten erlaubt das Gerät auch die Aufnahme der Charakteristiken Punkt für Punkt. Die hierbei erreichte Genauigkeit bei Verwendung stabilisierter Spannungen und Präzisionsablesegeräte beträgt 1 bis 2 %. Die Arbeitsweise des Prüfgerätes ist aus einem Blockdiagramm-Schaltbild zu ersehen. Neben dem Gesamtschaltbild werden auch die einzelnen Teile des Gerätes an besonderen Schaltbildern, z. B. der Emitterspannungs- und -stromverstärker bzw. der Kollektorverstärker sowie der Generator für die Schaltspannungen, erklärt.

B. Krüger.

7841 D. Haneman. *Expression for the „a cut-off“ frequency in junction transistors.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **42**, 1808—1809, 1954, Nr. 12. (Dez.) (Sydney, C. S. I. R. O., Div. Radiophys.) Bei der Ableitung der Frequenzgrenze aus den Dimensionen des Transistors wird gewöhnlich $W/L_m \rightarrow 0$ gesetzt. Hierbei ist W die Basisdicke und L_m die Diffusionslänge. Diese Näherung ist nicht sehr gut. Es wird ein Weg für die Ableitung der Frequenzgrenze angegeben unter der Annahme, daß $W/L_m \neq 0$ ist. Berücksichtigt man außerdem die von EARLY angegebene Abhängigkeit der effektiven Basisdicke von der angelegten Spannung, so erhält man für die Frequenzgrenze Werte, die ebenfalls von der angelegten Kollektorspannung abhängen. Die Ergebnisse stimmen qualitativ mit den Experimenten überein, besonders in der Aussage, daß bei sehr kleinen Basisdicken und bei sehr hohen Frequenzgrenzen die Spannungsabhängigkeit größer wird. Außerdem erhält man die Aussage, daß höherohmiges Germanium höhere Frequenzgrenzen und auch größere Spannungsabhängigkeiten ergibt.

Henker.

7842 G. Blet. *Interprétation électronique des phénomènes d'inertie dans les piles (en particulier capacité interne).* J. Phys. Radium **15**, 823—828, 1954, Nr. 12. (Dez.) (Marseille, C. R. S. I. M., Lab. Photométrie.) Bei der Berechnung der

Laufzeit der Photoelektronen innerhalb der Sperrschicht eines Photoelementes lassen sich die Trägheiterscheinungen qualitativ durch Annahme einer veränderlichen inneren Kapazität deuten. Die Annahme einer mit der Zahl der freien Elektronen veränderlichen Leitfähigkeit der Sperrschicht gibt schließlich eine befriedigende Erklärung für den inneren Widerstand des Photoelementes und dessen Änderungen unter bestimmten Umständen. Mit Hilfe einer sich hieraus ergebenden fiktiven Zeitkonstanten wird eine Funktion entwickelt, die es gestattet, das Verhalten des Photoelementes unter verschiedenen Bedingungen zu berechnen.

W. Hübner.

7843 Frederick R. Duke and Richard W. Laity. *The measurement of transport numbers in pure fused salts.* J. phys. Chem. **59**, 549—552, 1955, Nr. 6. (17. Juni.) (Ames, Iowa, Iowa State College, Inst. Atom. Res. a. Dep. Chem.) Zur Definition der Transportzahlen (Überführungszahlen), d. h., der von einem Ion übernommenen Stromanteile, benützen Verf. die Bewegung der betreffenden Ionen relativ zur Masse der Flüssigkeit. Sie bestimmten bei 565°C die Überführungszahlen in PbCl_2 und erhielten für das Chloridion $t = 0,75$. Die Zelle hatte einen Anoden- und einen Kathodenraum, die durch eine poröse Membran aus Glas, Porzellan oder Asbest getrennt waren. Ein Oberflächeneffekt konnte nicht beobachtet werden, ebensowenig ein Einfluß von gelöstem metallischem Pb. Zur Anzeige von Volumenänderungen während der Elektrolyse diente die Bewegung einer Luftblase in einer die zwei Zellenteile verbindenden Kapillare. Die Überführungszahlen wurden unter Verwendung der Werte für die Dichten und der Annahme, daß nur die Ionen Pb^{++} und Cl^- zum Stromtransport beitragen, berechnet.

M. Wiedemann.

7844 N. A. Ramaiah, B. D. Khosla and H. C. Gaur. *Influence of surface films on Joshi effect in water vapour.* Naturwissenschaften **42**, 484—485, 1955, Nr. 17. (Sept.) (Delhi, Ind., Univ., Dep. Chem.) Verf. untersuchen mit einem Siemens-Ozonisator den Einfluß der Oberfläche der Elektrode auf den JOSHI-Effekt, der aussagt, daß sich in einem elektronegativen Gas oder Dampf die Leitfähigkeit unter äußerer Bestrahlung verringert. Die Versuche wurden durchgeführt mit einem Wasserdampfdruck von 11,5 Torr und mit einer 200 Wattlampe. Es wurden Oberflächen untersucht: unbehandelt, mit Chromsäure behandelt, mit KCl- und mit Al_2O_3 -Film bedeckt. Gemessen wurde der Entladungsstrom bzw. Prozent $\Delta i = 100 \cdot \Delta i / i_D$ mit $\Delta i = \Delta_{\text{Dunkel}} - \Delta_{\text{Licht}}$ gegen das angelegte Potential. Die Ergebnisse sind: Bei Säurebehandlung tritt ein JOSHI-Effekt nur dann auf, wenn die Entladung längere Zeit gebrannt hat, ohne Säurebehandlung ist der JOSHI-Effekt immer nachweisbar, d. h. es liegt kein Alterungseffekt vor. Der Unterschied zwischen gealterten und nicht gealterten Oberflächenfilmen tritt bei KCl starker hervor (polare Substanz) als bei Al_2O_3 ; der Effekt ist mit KCl größer, bei Al_2O_3 kleiner als bei unbehandelter Oberfläche. Als Ursache wird die Bildung negativer Ionen oder Radikale angesehen.

Pupke.

7845 B. D. Khosla, H. C. Gaur and N. A. Ramaiah. *Surface dependence of Joshi effect in water vapour under low frequency electric discharge.* Z. Phys. **144**, 572—585, 1956, Nr. 5. (15. März.) (Delhi, India, Univ., Chem. Dep.) Untersuchungen des JOSHI-Effektes in H_2O -Dampf zeigten eine starke Abhängigkeit der Richtung und Größe von Δi von den Elektrodenoberflächen. Es wurden zur Untersuchung Rohre benutzt, deren Oberfläche (A) gut gereinigt wurde, so daß alle freien Alkalien auf der Oberfläche entfernt waren, (B) nicht behandelt wurde und (C) mit dünnen Schichten von KCl bzw. H_3PO_4 bzw. Al_2O_3 überzogen wurden. Bei absolut reiner Oberfläche wurde kein Δi beobachtet. In den anderen Fällen war Δi proportional zur bestrahlten Fläche mit einem Proportionalitätsfaktor, der von der Oberflächenschicht abhing. Ferner zeigten die Untersuchungen nicht

nur die Bedeutung des polaren Charakters der Oberflächenschichten, sondern auch die Bedeutung dissoziativer Rekombinationsprozesse von Wasser auf der Oberfläche.

Busz-Peuckert.

7846 D. Gabor, E. A. Ash and D. Dracott. *Langmuir's paradox.* Nature, Lond. **176**, 916—919, 1955, Nr. 4489. (12. Nov.) (London, Imp. Coll. Sci. a. Technol., Dep. Elect. Engng.) Das schwer verständliche Verhalten der Elektronen in einer Gasentladung bei 10^{-8} Torr (Einstellen der hohen Elektronentemperatur, keine Verarmung an schnellen Elektronen in Wandnähe) scheint nun durch Schwingungen seine Aufklärung zu finden, die GABOR und Mitarbeiter in unmittelbarer Wandnähe von Entladungsrohren feststellen. Die Schwingungen werden mit einem Elektronenstrahl von 20 kV nachgewiesen, der senkrecht zur Achse des Entladungsrohres quer durch das Raumladungsgebiet in Wandnähe geschickt wird. Eine elektrische Aufzeichnung der Schwingungen erwies sich als zu schwierig, doch läßt eine photographische Aufzeichnung auf schnell bewegter Platte eine Grundfrequenz von $1\text{--}1,2 \cdot 10^8$ Hz erkennen. Ein langsames Elektron, das in die Raumladungsschicht eintaucht, wird diese ziemlich genau nach einer vollen Schwingung wieder verlassen und kann bei phasenrichtigem Eintauchen beträchtlich an Energie gewinnen, bzw. bei phasenverschobenem Eintauchen entsprechend an Energie verlieren. Damit ist ein neuer Mechanismus des Energieaustausches in einer schwingenden Randschicht aufgedeckt, der besonders wirksam ist, so daß nun durch Wechselwirkung mit dieser Schicht die Einstellung einer hohen Elektronentemperatur verständlich wird. Darüber hinaus ist das Auftreten von Schwingungen bei der Drift von Elektronen durch negative Raumladungen von allgemeinem Interesse. Reflexionsklystrons, deren Wirkungsweise den hier beobachteten Schwingungen am nächsten kommen dürfte, werden von einem Elektronenstrahl einheitlicher Energie gespeist, während hier ein Schwingungsmechanismus mit sehr weitgehend MAXWELLScher Geschwindigkeitsverteilung beobachtet wird. Die Bedeutung derartiger, höchstwahrscheinlich auch im Kosmos verwirklichter Schwingungsphänomene läßt sich zur Zeit noch nicht voll ermessen.

Lochte-Holtgreven.

7847 Theodor Wasserrab. *Zur Theorie des Quecksilber-Kathodenflecks.* Z. Phys. **130**, 311—320, 1951, Nr. 3. Zur Erklärung der Vorgänge im Quecksilber-Kathodenfleck sind bisher verschiedene theoretische Vorstellungen herangezogen worden: 1. die thermische Theorie von STARK, 2. die Theorie der Feldemission von SCHOTTKY, die auf Grund wellenmechanischer Methoden von FOWLER und NORDHEIM weiterentwickelt wurde, und 3. die „Dampfbogen“-Theorie von SLEPIAN. Die an sich befriedigende Feldemissionstheorie scheiterte bislang daran, daß sehr hohe elektrische Feldstärken ($3 \cdot 10^7$ Volt/cm) gefordert werden mußten, was mit dem vorliegenden experimentellen Befund von GÜNTHERSCHULZE im Widerspruch zu stehen schien. Neuere Messungen der Strömdichte im Hg-Kathodenfleck von FROOME (Nature **157**, 446, 1946) lassen jedoch auf so hohe Feldstärken schließen, wie sie für die Feldemission von Elektronen Voraussetzung sind. Unter der Annahme einer bipolaren Raumladungsströmung (Ionen, Elektronen) gelingt es dem Verf., Strömdichte, Feldstärke und Austrittsarbeit in widerspruchsfreier Beziehung zueinander zu bringen. Die Temperatur im Kathodenfleck wird zu 1900°C errechnet. Dieser Wert sowie die theoretische Energiebilanz sind in ausgezeichnetener Übereinstimmung mit gewissen experimentellen Ergebnissen.

Engelhard.

7848 Theodor Wasserrab. *Der Gradient der positiven Säule in Quecksilberdampf.* Z. Phys. **133**, 532—536, 1952, Nr. 4. (4. Nov.) (Baden, Schweiz, BBC.) W. ELENBAAS hat versucht, die Abhängigkeit der Längsfeldstärke in einer Quecksilberbogenentladung (Gradient) in Abhängigkeit vom Rohrdurchmesser D (cm) und

der Entladungsstromstärke i (A) im Druckbereich von $2,2 \cdot 10^{-1}$ bis $2,4 \cdot 10^2$ Torr durch die empirisch ermittelte Näherungsformel $G = c \cdot D^{-a} \cdot i^{-b}$ zu beschreiben, wobei die drei druckabhängigen Parameter a , b , c graphisch dargestellt werden (s. diese Ber. 14, 141, 1933). Verf. legt diese Formel auch für die von verschiedenen Beobachtern ausgeführten Messungen an Quecksilberbogenentladungen im Druckbereich von $1 \cdot 10^{-3}$ bis $140 \cdot 10^{-3}$ Torr zugrunde, welcher für technische Anwendungen wie z. B. Stromrichter, Niederdruckentladungslampen, von Bedeutung ist. Verf. findet, daß mit $a = 0,71$, $b = 0,085$ und $c = 1,15$ und für den Temperaturbereich von 50°C bis 70°C , in erster Näherung auch für den Bereich von 40° bis 100°C die ELENBAASSCHE Formel eine gute Annäherung an die Meßwerte darstellt. Engelhard.

7849 S. J. Stoll. *Origin and analysis of gas in electron tubes*. Brit. J. appl. Phys. 7, 94—96, 1956, Nr. 3. (März.) (Washington, Diamond Ordn. Fuze Labs.) Es wird gezeigt, daß die in einer Entladung unter dem Elektronenbombardement der Anode frei werdenden Gase aus der oxydbedeckten Kathode stammen. Spektroskopisch wurde nachgewiesen, daß sie nahezu vollständig aus CO bestehen. Die Beeinflussung der Gasentwicklung durch verschiedene Methoden der Rohrreinigung und Oberflächenbehandlung wird beschrieben. Busz-Peuckert.

7850 Reinhardt Siksa. *Photographs of the light phenomena of positive corona*. Ark Fys. 9, 555—560, 1955, Nr. 6. Die Lichterscheinungen der positiven Korona sind seit langem bekannt, doch bildete bisher ihre Beschreibung nur ein Nebenprodukt der diesbezüglichen Arbeiten. Der Verf. untersucht die Korona für zwei spezielle Elektrodenanordnungen (1. zylindrische Anode von 30 mm innerem Durchmesser und koaxialem Draht von 0,5 mm Durchmesser als Kathode. 2. Rasierrmesser verschiedener Gestalt als Anode gegen ebene Platte als Kathode) und in Abhängigkeit von der angelegten Spannung (zwischen 10 und 15 kV). Es sind eine Reihe photographischer Aufnahmen reproduziert. Sie wurden mit einem Quarzobjektiv von 4,5 cm Durchmesser, F:4,6, zum Teil abgeblendet bis auf F:11, aufgenommen. Der elektrische Feldverlauf wird ausführlich diskutiert. Oster.

7851 D. M. Tombs. *Corona wind loud-speaker*. Nature, Lond. 176, 923, 1955, Nr. 4489. (12. Nov.) (London, Imp. Coll., Elect. Engng. Dep.) Die Potentialverteilung zwischen zwei scharfen Spitzen läßt sich durch Anbringen eines ebenfalls auf Spannung befindlichen Ringes um eine der Elektroden stark beeinflussen. Bei Koronaentladungen entsteht von jeder der beiden Spitzen ein „Wind“ zur Mitte hin, der normalerweise von der positiven Spitze aus am stärksten bläst. Bei geeigneter Aufladung des erwähnten Ringes werden beide Winde gleich stark. In diesem Zustande gibt ein überlagertes Wechsellpotential Anlaß zu Luftschwingungen. Eine Anzahl derartiger Anordnungen ergibt einen Lautsprecher, dessen besondere Eigenschaften sich folgendermaßen beschreiben lassen: 1. keine bewegten materiellen Teile. 2. Der Tonfrequenzstrom braucht keine Arbeit zu leisten, da er nur „steuert“, während die akustische Energie der Hochspannungsquelle entnommen wird. 3. Keine Resonanzfrequenzen. 4. Gute Ansprechbarkeit auf Tonfrequenzen bis hinauf zu 15 kHz. 5. Zur Zeit allerdings nur beschränkte Linearität. 6. Die Ausstrahlungscharakteristik kann durch Änderung der Form der Ringelektrode bequem geändert werden, während 7. der Nutzeffekt demjenigen anderer elektrostatischer Lautsprecher entspricht. Lochte-Holtgreven.

R. E. Vollrath and J. A. R. Samson. *Obtaining high temperatures for nuclear fusion*. Phys. Rev. (2) 100, 1793, 1954, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. South. Calif.) Schön.

7852 P. Stehle. *Particle transport, electric currents, and pressure balance in a magnetically immobilized plasma.* Phys. Rev. (2) **100**, 443, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Pittsburgh, Penn., Univ.) In einer Arbeit gleicher Überschrift hat TONKS (Phys. Rev. **97**, 1443, 1955) ähnlich wie L. SPITZER eine Gleichung für den Druck magnetisch zusammengehaltener Plasmen aus umfassenden Betrachtungen heraus aufgestellt. Auch ohne Betrachtung der Teilchenbahnen im einzelnen gelangt der Verf. zu dem gleichen Resultat für den Druckgradienten: $\nabla p = -(1/8\pi) \nabla(B^2)$. — A. Bauer.

7853 Günter Ecker. *Messung der Temperaturverteilung im Innern eines wandstabilisierten Bogens mit Hilfe des radioaktiven Quecksilberisotopes ^{203}Hg .* Z. Phys. **130**, 585—604, 1951, Nr. 5. (Bonn, Inst. theor. Phys.) Die im natürlichen Quecksilber enthaltenen Hg-Isotope Hg^{202} und Hg^{204} werden bei Bestrahlung im Pile in radioaktives Hg^{203} umgewandelt, welches unter Beta-Strahlung und Gamma-Emission in Thallium zerfällt. Verf. betreibt eine Hg-Hochdruckentladung mit im Pile bestrahltem natürlichem Quecksilber und kann durch Messung der Gamma-Emission an verschiedenen Punkten der Entladung Aufschluß über die Verteilung der Hg-Dichte und somit der Temperatur in der Entladung erhalten. Die auf diesem Wege erzielten Resultate, insbesondere über den Einfluß der Wandtemperatur, sind in Übereinstimmung mit den bisher bekannten Messungen und Berechnungen an Hg-Hochdruckentladungen. Engelhard.

7854 R. L. McCarthy. *Chemical synthesis from free radicals produced in microwave fields.* J. chem. Phys. **22**, 1360—1365, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Wilmington, Del., E. I. du Pont de Nemours & Co., Engng. Res. Lab., Engng. Dep., Inc.) Mittels eines Hochfrequenzmagnetrons von 2450 Mc/sec wurde in den Gasen N_2 , O_2 , H_2 , Luft, Methan und Wasserdampf eine Mikrowellen-Glimmentladung unterhalten und die Bildung und chemische Aktivität der freien Radikale dabei untersucht. Der Mikrowellen-Generator erreichte bis 1500 Watt. Die Ausbeute an freien Radikalen wurde durch die Erwärmung eines Stahlblocks, an dem sie rekombinierten, bestimmt. Sie ist abhängig von dem Parameter $\alpha = E^2 p / \tau \cdot Z$ mit E = Feldstärke, p = Druck, τ = Flugzeit von der Entladungszone bis zum Stahlblock und Z = Impedanz. Genauer untersucht wurde die Synthese von NO und NO_2 aus Mischungen von N_2 und O_2 , bei der letzteren wurde eine Ausbeute von 0,77 Mol/kWatt/h erzielt; ferner die Synthese von Acetylen aus Methan, die maximal 1,2 Mol/kWatt/h lieferte. M. Wiedemann.

7855 D. L. Hollway and C. J. A. Cassidy. *An instrument for dielectric measurements in the frequency range 100—300 Mc/s.* Proc. Instn elect. Engrs. **99** (Teil II, Power Engng.), 553—554, 1952, Nr. 72. (Dez.) Amh (III) **99**, 364—372, Nr. 62. (Nov.) (Australia, Nat. Stand. Lab., Div. Electrotechnol.) Das Meßgerät besteht aus einer einseitig kurzgeschlossenen konzentrischen Leiteranordnung von weniger als $\lambda/4$ Länge, in dessen Innenleiter eine scheibenförmige Probe des zu untersuchenden festen Dielektrikums eingefügt werden kann. Die Einspannvorrichtung liegt nahe einem Ende der Anordnung; unmittelbar daneben ist ein fein verstellbarer Kondensator angeschlossen. Dieses schwingungsfähige Gebilde, das durch Längenänderung auf verschiedene Frequenzen eingestellt werden kann, wird in der $\lambda/4$ -Schwingung erregt. Aus den Einstellungen des variablen Kondensators bei Messung mit und ohne Probe läßt sich die Kapazität und die Dielektrizitätskonstante der Probe ermitteln, aus dem Verlauf der Resonanzkurven der Verlustfaktor. Die Meßergebnisse sind auf $\pm 1 \dots 2\%$ genau. Hoyer.

7856 R. O. Davies and B. K. Scaife. *Onager's theory of the dielectric constant of polar liquids.* J. chem. Phys. **22**, 148—149, 1954, Nr. 1. (Jan.) (London, Engl., Queen Mary Coll.) Die Verf. weisen nach, daß die von PIEKARA und ZAKRZEWSKI

(s. diese Ber. 20, 2620, 1939) auf der Basis des ONSAGER-Modells abgeleitete Formel für die Dielektrizitätskonstante einer polaren Flüssigkeit nicht richtig ist, während die von ONSAGER gegebene Formel korrekt ist. W. Maier.

7857 B. C. Frazer, H. R. Danner and R. Pepinsky. *Single-crystal neutron analysis of tetragonal BaTiO₃.* Phys. Rev. (2) **100**, 745—746, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Neutronenstreuungen, die an BaTiO₃-Einkristallen in der ferroelektrischen tetragonalen Phase bei einer mittleren Neutronenwellenlänge von 1,063 und 0,905 Å und bei einer gleichmäßigen Ausrichtung der Domänenbezirke durch ein elektrisches Feld ausgeführt wurden, werden ergänzend zur Analyse der Kristallstörung des BaTiO₃ herangezogen mit dem Ergebnis, daß folgende Verschiebungen δz der Ionen Ti und O aus kubischen Gitterplätzen und folgende Temperaturparameter B eine den Messungen am besten entsprechende Struktur ergeben: $\delta z_{Ti} = 0,014$, $\delta z_{OI} = -0,023$ und $\delta z_{OII} = -0,014$ sowie $B_{Ba} = 0,273$, $B_{Ti} = 1,52$, $B_{OI} = 0,334$ und $B_{OII} = 0,267$. Die Ti-Verschiebung wird zu 0,06 Å, die entgegengesetzte Verschiebung für OI zu -0,09 Å und für OII zu -0,06 Å berechnet. Im Vergleich hiermit werden die Verhältnisse beim PbTiO₃ diskutiert. Rudolph.

7858 René Freymann. *Absorption dipolaire de Debye.* Cah. Phys. 1956, S. 19 bis 43, Nr. 67. (März.) (Rennes, Fac. Sci.) Die Arbeit gibt einen allgemeinen Überblick über die Fragen experimenteller und theoretischer Natur, die sich mit der dipolaren Absorption der HERTZschen Wellen beschäftigen. Es wird zunächst (I) eine kurze Zusammenstellung der wesentlichsten experimentell zu bestimmenden Größen ($\epsilon^* = \epsilon' - i\epsilon''$) gegeben und über die zweckmäßige Form ihrer graphischen Darstellung in Abhängigkeit von der Temperatur T bzw. der Frequenz ν als Kurvenparameter gesprochen. Anschließend folgt (II) ein Bericht über die vier Arten der Behandlung der Theorie der dipolaren Absorption nach DEBYE: 1. Die makroskopische Theorie von FARADAY und PELLAT: die phänomenologischen Begriffe des Dipols und der Relaxationszeit; 2. die molekulare Theorie von DEBYE und PERRIN: der „Dipol“ ist das Molekül; es orientiert sich bezüglich seiner Lage nach der Wirkung des Wechselfeldes. Einführung der molekularen Relaxationszeit τ . DEBYEsche Gleichungen. Formel für τ für Flüssigkeiten, u. zw. für kugelförmige Moleküle (DEBYE) sowie für ellipsoidale Moleküle (F. PERRIN). Verteilung der Relaxationszeiten nach SCHWEIDLER, WAGNER sowie COLE und COLE; 3. Die Theorie von BAUER-FRÖHLICH für die Moleküle der flüssigen und festen Körper. Dipol ist das Molekül. Das Wechselfeld modifiziert nur Wahrscheinlichkeit, Potentialwellen zu überwinden; 4. Die Theorie der Gitterfehler; der „Dipol“ ist durch die Gitterfehler bedingt. Der „Gitterfehler“ in Flüssigkeiten; die Theorie von BRECKENRIDGE; die Theorie von LIDIARD-Kristallionen, die chemische Unreinheiten enthalten; Gitterfehler und Spektroskopie der Energieniveaus in Festkörpern; gilt die Interpretation durch Gitterfehler für die molekularen Komponenten? — Teil III beschäftigt sich mit den experimentellen Untersuchungen zur dipolaren Absorption nach DEBYE und der Vorstellung der Gitterfehler. Hier werden zunächst die verschiedenen dielektrischen Erscheinungen besprochen, ferner die Existenz der dipolaren Absorption nach DEBYE für verschiedene ionische Festkörper, für Halbleiter sowie für molekulare Komponenten, der Zusammenhang zwischen der DEBYEschen Dipolabsorption und Phasenänderungen sowie zwischen dieser und Oberflächenzuständen.

Picht.

7859 Shigebumi Saito. *Measurement at 9,000 Mc of the dielectric constant of air containing various quantities of water vapor.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **43**, 1009, 1955, Nr. 8. (Aug.) (Chiba-City, Japan, Univ. Tokyo.) Einfache Präzisionsmethode zur industriellen Bestimmung geringer Luftfeuchtigkeiten aus der

Frequenzverschiebung eines mit dem zu prüfenden Luftvolumen beschickten Hohlraumresonators gegenüber einem festen Bezugsresonator bei 3 cm Wellenlänge. Beide Resonatoren befinden sich an den Enden einer T-Verzweigung, die Spannungsanzeigen der den beiden Resonatoren nachgeschalteten Detektoren werden gemeinsam oszillographisch dargestellt. Durch Überlagerung einer variablen Modulationsfrequenz der Größenordnung 10 MHz über die Reflektorsägezahnspannung eines Reflex-Klystrons läßt sich die dem oberen Seitenband entsprechende Resonanzkurve des Meßhohlraums mit der der Trägerfrequenz entsprechenden Resonanzkurve des Bezugshohlraums zur Deckung bringen, woraus sich eine Meßgenauigkeit von $4 \cdot 10^{-7}$ für die Frequenzdifferenz bzw. die DK ergibt. Als Ergebnis mehrerer Meßreihen wird eine empirische Formel mitgeteilt, die sich nur wenig von einer schon früher von STRICKLAND angegebenen Beziehung unterscheidet. B. Koch.

7860 T. W. Dakin, H. M. Philofsky and W. C. Divens. *Effect of electric discharges on the breakdown of solid insulation*. Elect. Engng., N. Y. **73**, 812—817, 1954, Nr. 9. (Sept.) (East Pittsburgh, Penn., Westinghouse Electr. Corps.) Da die Lebensdauer von flüssigen und festen Isolatoren in der technischen Anwendung häufig durch Korona-Entladungen herabgesetzt wird, wurde bei einer größeren Anzahl von Dielektrika zwischen planparallelen Elektroden kreisförmigen und rechteckigen Querschnitts die durch Koronaentladungen begrenzte Durchschlagsfestigkeit E in Abhängigkeit von der Dicke d und Dielektrizitätskonstante ϵ des Materials und von der Einwirkungszeit und Art der Spannung untersucht. Aus den vielen Beobachtungsergebnissen seien hervorgehoben: Bei sonst gleicher Anordnung ist E praktisch nur von dem Verhältnis ϵ/d abhängig. Wechselspannungsbelastung, insbesondere solche mit höherer Frequenz, setzt die Lebensdauer stärker als Gleichspannung herab. Materialien mit großer Elektronenaffinität, wie die meisten Fluor-Verbindungen, haben einen kleinen E -Wert, während Glimmer auffallend Korona-resistent ist. Herbeck.

7861 R. W. Crowe, A. H. Sharbaugh and J. K. Bragg. *Electric strength and molecular structure of saturated hydrocarbon liquids*. J. appl. Phys. **25**, 1480—1484, 1954, Nr. 12. (Dez.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Res. Lab.) Das Ausgangsmaterial der untersuchten Kohlenwasserstoffe aus geraden oder verzweigten Ketten hatte einen Reinheitsgrad von 99%, es wurde zuerst mit rauchender oder konzentrierter Schwefelsäure mehrfach gewaschen und anschließend destilliert und gefiltert. Die Durchschlagsfestigkeit E in der Größenordnung von 1—2 mVolt/cm wurde zwischen Halbkugelelektroden aus poliertem Stahl mittels einzelner Rechteckimpulse von einstellbarer Höhe und Dauer (meist 1,4 μ sec) bestimmt. Bei den geraden Kohlenwasserstoff-Ketten steigt E mit wachsender Dichte, die mit einer Zunahme der Kettenlänge gekoppelt ist, linear an, die Werte von verzweigten Ketten, die unter denen von geraden Ketten liegen, zeigen ein ähnliches Bild. Die Ergebnisse lassen sich sehr befriedigend nach einer Theorie von HIPPEL über die freie Weglänge von Elektroden in Flüssigkeiten interpretieren. Eine systematische Untersuchung des Einflusses der Impulsdauer t auf E ergibt, daß oberhalb von $t = 1,4 \mu$ sec E unabhängig von t ist, darunter jedoch ein starkes Ansteigen von E zu beobachten ist. Herbeck.

7862 Marcel Perrot et Georges Peri. *Sur des éléments thermoélectriques particuliers*. C. R. Acad. Sci., Paris **239**, 537—539, 1954, Nr. 7. (18. Aug.) Befindet sich zwischen zwei Metallplatten ein Metalloxyd-Pulver und herrscht zwischen diesen Platten ein Temperaturgefälle, so tritt eine elektromotorische Kraft auf. Falls das Pulver feucht ist, ist die kalte Elektrode die positive. Im Fall von Al_2O_3 -Pulver mit 50 cm Wasser auf 100 g der Schichtdicke 1 mm zwischen Al-Platten von 20 cm² aktiver Oberfläche hatte das Element einen Widerstand von 50 Ohm und bei

einer Temperaturdifferenz von 22° eine EMK von 0,5 Volt. Die EMK ist eine Funktion der Temperaturdifferenz. Die Ergebnisse sind schlecht reproduzierbar. Beim Wegfall des Temperaturgefälles bleibt je nach der Vorbehandlung eine Polarisation erhalten. M. Wiedemann.

7863 S. R. Mohanty. *Energetics of elimination of adsorbed gases from dielectric surfaces under electrodeless discharge.* Nuovo Cim. (10) 3, 219—220, 1956, Nr. 1. (Jan.) (Banaras Hindu Univ., Phys.-Chem. Labs.) In einer früheren Arbeit hat der Verf. berichtet, daß ein beobachteter Anstieg des Stromes mit längerer Entladungsdauer auf eine Verminderung der Austrittsarbeit der Kathode zurückgeführt werden muß. Diese Verminderung kommt durch Ablösen der Gasbeladungsschicht oder durch chemische Reaktionen dieser zustande, oder beides. Für letzteren Fall wurden Gleichungen für den zeitlichen Stromverlauf sowie für die Aktivierungswärme in Abhängigkeit von der Temperatur wiedergegeben. In vorliegender Arbeit werden dazu Experimente mitgeteilt. Der zeitliche Stromverlauf wird bei zwei Temperaturen in einem Siemens-Ozonisator gemessen und die Aktivierungswärme bestimmt. Letztere liegt in der Größenordnung chemischer Reaktionswärmen, was den Schluß nahelegt, daß chemische Prozesse die Hauptrolle spielen. Busz-Peuckert.

7864 G. H. Metson. *A study of the long-term emission behaviour of an oxide-cathode valve.* Proc. Instn elect. Engrs (B) 102, 657—677, 1955, Nr. 5. (Sept.) (Post Off. Engrng. Dep.) Es werden die Bedingungen für lange Lebensdauern von Barium-Strontium-Oxydkathoden untersucht. Bei diesen Kathoden hängt die Emission vom Barium-Überschuß in der Schicht ab. Für die Abnahme des Ba-Überschusses gibt es drei mögliche Prozesse: (a) Oxydation des Ba durch Restgase in der Röhre, (b) Absorption von Ba durch das Kernmaterial und (c) Verdampfung des Ba aus der Oberfläche der Oxydschicht. Dagegen kann eine Regeneration des Ba erfolgen (a) durch elektrolytische Dissoziation des BaSrO und (b) durch chemische Reduktion des BaSrO. In einer gut aktivierten Kathode mit Pt-Kern wird die sofort einsetzende Emissionsabnahme bedingt durch die Absorption von Ba im Kern. Wenn die Ba-Konzentrationen im Kern und in der Schicht sich im Gleichgewicht befinden, wird die Ba-Verdampfung die Emissionsabnahme verursachen. Dabei gibt der Kern wieder Ba ab, wodurch der Verlust durch Verdampfung kompensiert wird. Bei Kathoden mit einem Kern aus reinem Nickel (passives Nickel) wird kein Ba durch den Kern absorbiert. Daher ist die Emission dieser Kathoden bis 3000 h größer als die der Pt-Kathoden. Über 3000 h ist die Emission der Pt-Kathoden größer, da hier der Kern noch Ba nachliefert. Kathoden mit Pt-Kern sind gegen Sauerstoff-Vergiftung unempfindlich, während sich bei Kathoden mit reinem Ni-Kern zwischen Kern und Schicht eine Nickel-Oxydschicht bildet, die die Emission verringert. Kathoden mit aktivem Nickel-Kern haben demgegenüber den Vorteil, daß sie reduzierende Beimengungen (Mg: 0,08 %, Si: 0,08 %) besitzen, die eine Reduktion von BaSrO zu Ba bewirken und die Ausbildung einer Nickel-Oxydschicht bei Vergiftung verhindern. Diese Kathoden haben daher die größte Lebensdauer. Ihre Halbwertszeit liegt bei ca. 10000 h. Knoop.

7865 G. H. Metson, E. F. Rickard and F. M. Hewlett. *Some experiments on the breakdown of heater-cathode insulation in oxide-cathode receiving valves.* Proc. Instn elect. Engrs (B) 102, 678—683, 1955, Nr. 5. (Sept.) (Post Off. Res. Stat.) Kathoden bestehen normalerweise aus einem dünnen Wolframdraht mit einer dünnen Schicht von gesintertem Aluminiumoxyd, die als Isolation zwischen Heizdraht und Nickel-Kern wirkt. Der Isolationswiderstand beträgt etwa 10000 M Ω . Während des Betriebes, wenn am Heizfaden eine positive Spannung gegenüber Kathode liegt, tritt plötzlich ein Durchbruch ein, bei dem in einer Zeit < 1 min

der Isolationswiderstand auf Bruchteile eines $M\Omega$ absinkt. Die mittlere Lebensdauer bis zum Durchbruch wächst exponentiell mit $1/T$ (T = Temperatur des Heizdrahtes). Es wurde festgestellt, daß der Durchbruch der Isolierschicht die letzte Stufe eines Prozesses darstellt, der während des Betriebes der Röhre abläuft. Durch den Elektronenstrom werden am Heizfaden positive Wolframionen gebildet, die in die Isolierschicht und durch die Schicht zum Ni-Kern wandern. Die Größe des Wolframtransportes ist abhängig von der Temperatur der positiven Elektrode (Heizfaden). Es ist auch wahrscheinlich, daß eine Dissoziation im Aluminiumoxyd stattfindet. Die dabei entstehenden Sauerstoffionen wandern zum positiven Heizfaden. Die Ionen verringern den Widerstand der Schicht. Dieser Vorgang begünstigt wiederum die Ionenerzeugung, und so tritt schließlich ein Durchbruch ein. Der Durchbruch kann vermieden werden, wenn die Aluminiumoxydschicht in einer Acetylenflamme glasiert wird, also die Poren beseitigt werden.

Knoop.

7866 Evgen Kansky. *Einige Eigenschaften der Antimon-Cäsium-Photokathode.* Elektrotehn. Vestn. (jugosl.) **23**, 294—298, 1955, Nr. 9/10. (Orig. slow. m. engl. frzs. und dtsh. Zsfg.) (Ljubljana.) Untersucht werden die spektrale Empfindlichkeit der Kathode (200—650 m μ), ihre Ausbeute, Lebensdauer und Ermüdungsursachen. Die Temperaturabhängigkeit der Photoemission wird aufgenommen.

Mette.

7867 J. W. Cohen. *Some examples of the use of implication in switching algebra.* Comm. News **16**, 2—10, 1955, Nr. 1. (Okt.) Einleitend stellt der Verf. die Definitionen und wichtigsten Theoreme der BOOLEschen Algebra zusammen und zeigt, wie sich die Symbole der binären Algebra auf die Schalter in Stromkreisen anwenden lassen. Dabei bedeutet z. B. Addition Serienschaltung und Multiplikation Parallelschaltung. Sodann wird der aus der Propositionslogik stammende Begriff der Implikation erläutert und gezeigt, wie mit seiner Hilfe die Anforderungen an eine Relaischaltung symbolisch dargestellt werden können. Die erhaltene Formel bestimmt die Schaltung einschließlich der erforderlichen Kontakte. Als Anwendungsbeispiel wird eine Zählchaltung nach dieser Methode entwickelt.

Kallenbach.

7868 Zarko Popović. *Determination of the possible cases of gradeings at the telephone selectors outlets.* Rec. Trav. Acad. (jugosl.) **37**, 1—18, 1954, Nr. 1. (Orig. serb. m. engl. Zsfg.)

7869 M. Mesarović. *Circle diagrams and moment diagrams of a monophasic syn.* Rec. Trav. Acad. (jugosl.) **37**, 31—84, 1954, Nr. 1. (Orig. serb. m. engl. Zsfg.)

H. Ebert.

7870 D. E. Caro. *The theory of the operation of a phonic motor.* Proc. Instn. elect. Engrs **99**, (Teil II, Power Engng) 177—180, 1952, Nr. 68. (Apr.) (Birmingham, Univ., Phys. Dep.) Als „phonischer Motor“ wird ein von tonfrequentem Wechselstrom angetriebener, vielfach mit Gleichstromvornagnetisierung arbeitender einphasiger Synchronmotor geringer Leistung bezeichnet, wie er z. B. zur Verwendung als Ausgangsstufe von Quarzuhren geeignet ist. Die Betriebsverhältnisse und Stabilitätsbedingungen solcher Motoren werden untersucht, und die Ergebnisse werden in Form von Vektordiagrammen sowie einer Formeltafel mitgeteilt.

Hoyer.

7871 J. B. Young and D. H. Tompsett. *Short circuit forces in turbo alternator end-windings.* Proc. Instn. elect. Engrs (A) **102**, 101—120, 1955, Nr. 2. (Apr.) (Engl. Elect. Co. Ltd.)

H. Ebert.

7872 K. Landecker. *On a property of a family of equiangular spirals and its application to some problems of wave propagation.* J. appl. Phys. **25**, 41—48, 1954, Nr. 1.

(Jan.) (Sydney, N. S. Wales, Austr., Univ., School Phys.) Es wird zunächst eine einfache Konstruktion des Jacob-BERNOULLISCHEN Problems angegeben, wie man von einem Punkt aus die Normalen an winkelseitige Spiralen zeichnen kann. Diese Konstruktion wird auf die zeichnerische Erzeugung von stehenden Wellen in verdünnten Medien übertragen und zur graphischen Bestimmung des Maximums und des Minimums von Spannung und Stromstärke sowie der Phasen und der Interferenz benutzt. Wolff.

7873 F. Horner. *A table of a function used in radio-propagation theory.* Proc. Instn elect. Engrs (C) **102**, 134—137, 1955, Nr. 1. (März.) (Radio Res. Stat. Dep. Sci. a. Industr. Res.) H. Ebert.

7874 T. Iijima. *The diffraction theory of the electromagnetic waves by a slot of infinite length.* Denksik. iho **19**, 565—572, (631) 1955, Nr. 8. (Orig. jap. m. engl. Zsfg.) Es wird die analytische Lösung des Beugungsproblems bei einer in willkürlicher Richtung auf einen engen Schlitz unendlicher Länge auftretenden elektromagnetischen Welle gegeben. Der Schlitz befindet sich in einer unendlich ausgedehnten leitenden Ebene verschwindender Dicke. Die Lösung wird für den Fall eines longitudinalen Schlitzes auf einer beliebig geformten zylindrischen Oberfläche erweitert. Der charakteristische Widerstand des Schlitzes wird theoretisch definiert und analytisch aus den obigen Ergebnissen ermittelt. Hierbei wird der charakteristische Leitwert durch die Summe zweier Leitwerte ausgedrückt, deren einer vom Schlitz selbst und deren anderer von der begrenzenden Oberfläche herrührt. Als Beispiel wird die Beugung einer zylindrischen Welle durch einen Schlitz in einer unendlich ausgedehnten Ebene behandelt.

Bayer.

7875 D. H. Pringle and E. M. Bradley. *Some new microwave control valves employing the negative glow discharge.* J. Electronics **2**, 389—404, 1956, Nr. 4. (Jan.) (Edinburgh, Ferranti Ltd.) Einige technische Mikrowellenrohre, z. B. ein Phasenverschiebungsrohr, ein Abschwächungsrohr, ein Filter und ein Gyrator nutzen das negative Glühlicht von Gleichstromentladungen bei niedrigen Drucken aus. Die Theorie der Entladungsvorgänge in diesen Röhren sowie ihre Eigenschaften und die Konstruktion werden in Einzelheiten diskutiert.

Busz-Peuckert.

7876 A. W. Aikin. *Measurements in travelling-wave structures. Use of resonant-cavity and perturbation methods.* Wireless Engr **32**, 230—234, 1955, Nr. 9. (Sept.) (Metropol.-Vickers Elect. Co., Ltd., Res. Dep.) Durch die Einführung eines Störobjektes, z. B. einer kleinen Metallkugel, in einen Hohlraumresonator tritt eine Änderung seiner Resonanzfrequenzen ein, die zur Ausrechnung der Feldstärke am Orte der Störung benutzt werden kann. Durch Verbindung dieser Störungsmethode mit den bekannten Meßverfahren zur Ermittlung der Eigenfrequenzen und der Güte eines Hohlraumresonators werden die charakteristischen Eigenschaften einer gewellten Hohlrohrleitung, wie Gruppengeschwindigkeit, Dämpfung und Dispersion, sowie die Feldverteilung bestimmt. Die so gewonnenen Meßergebnisse, die im einzelnen getrennt veröffentlicht werden, sollen als Unterlage für den Entwurf von Linearbeschleunigern dienen.

Haas.

7877 Heinrich Derfler. *On the theory of disc-loaded waveguide.* Z. angew. Math. Phys. **6**, 190—206, 1955, Nr. 3. (25. Mai.) (Zürich, E. T. H., Inst. Hochfrequenztech.) Die Arbeit schließt an zwei vorangehende Veröffentlichungen des gleichen Verf. an [Mitteilungen aus dem Institut f. Hochfrequenztechnik, ETH., Nr. 19 und diese Ber. S. 1251, in denen eine besonders für die Theorie der Wanderfeldröhren wichtige Differenzengleichung entwickelt wurde. Die gleiche Methode wird in der vorliegenden Arbeit auf einen periodisch mit Lochblenden belasteten

Wellenleiter angewandt. Das Problem wird rein mathematisch gelöst. Die zur zahlenmäßigen Auswertung notwendigen Funktionen sind tabelliert. Bayer.

7878 Reinhard Müller. *Elektromagnetische Wellen in metallischen Hohlzylindern von kreisförmigem Querschnitt.* Arch. elektr. Übertr. **7**, 341—346, 1953, Nr. 7. (Juli.) (Bochum.) Überblick über die formelmäßige und anschauliche Darstellbarkeit des Feldlinienverlaufes elektromagnetischer Wellen in Hohlzylindern und koaxialen Leitungen. Die bekannten mathematischen Beziehungen für die Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldes sowie den POYNTINGschen Vektor und die Mantelströme werden durch eine Reihe von bildlichen Darstellungen des räumlichen Kraftlinienverlaufes in ausgezeichneten Quer- und Längsschnitten veranschaulicht. B. Koch.

7879 N. G. Sakiotis, H. N. Chait and M. L. Kales. *Nonlinearity of propagation in ferrite media.* Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **43**, 1011, 1955, Nr. 8. (Aug.) (Washington, Naval Res. Lab., Microwave Antennas and Components Branch.) Es werden Messungen über die nichtlineare Abhängigkeit der absorbierten von der eintretenden Energie bei der Fortleitung zirkular polarisierter Zentimeterwellen in einem ferriterfüllten zylindrischen Hohlleiter bei longitudinaler Magnetisierung mitgeteilt. Die statische Magnetisierung liegt hier weit unterhalb des für die gyromagnetische Resonanz notwendigen Wertes. Im Gegensatz zu diesem, von anderen Autoren untersuchten Fall nimmt hier das Verhältnis zwischen absorbiert und eintretender Energie mit wachsender eintretender Energie zu. Unterschiede für negativ und positiv zirkular polarisierte Wellen erklären sich aus einer Verschiedenheit der Stärke des Hochfrequenzfeldes infolge Verschiedenheit der Permeabilität. Der Betrag der FARADAY-Rotation ist jedoch unabhängig von der Energie, so daß ein Einfluß der Temperatur auf die beobachteten Effekte ausgeschlossen werden kann. B. Koch.

7880 V. J. Vanhuyse. *On the proper frequencies of terminated corrugated waveguides with slightly different diameters.* Physica, sGrav. **21**, 603, 1955, Nr. 7. (Juli.) (Gent, Belg., Rijksuniv., Natuurk. Lab.) Es handelt sich um zwei zusätzliche Anmerkungen zu einer bereits früher erschienenen Arbeit des gleichen Verf. (s. diese Ber. S. 679). Es wird darauf hingewiesen, daß eine Formel v. J. MÜLLER (s. diese Ber. **21**, 832, 1940) die Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei Zusammenschaltung mehrerer Hohlräume mit etwas verändertem Durchmesser zu liefern vermag. Weiterhin wird eine im zweiten Teil der erstgenannten Arbeit vorkommende Frequenzgleichung unter etwas anderen Voraussetzungen hergeleitet. Bayer.

7881 M. S. Wheeler. *Tunable temperature-compensated reference cavity with separate tuning and compensating mechanisms.* Wireless. Engr. **32**, 201—205, 1955, Nr. 8. (Aug.) Während auf eine feste Frequenz abgestimmte Mikrowellen-Resonanzhöhlräume mit Kompensation des Temperatureffektes schon seit mehreren Jahren hergestellt werden, wird in der vorliegenden Arbeit über die Möglichkeiten einer Kompensation des Frequenzganges mit der Temperatur für einen variablen Hohlraum im ganzen Abstimmbereich berichtet. Da die Metallausdehnung mit der Temperatur nicht vollständig linear verläuft, weist die Gleichung für die Frequenzabweichung neben den linearen auch quadratische Glieder auf. Es wird gezeigt, daß man eine Kompensation des Temperatureffektes über eine bestimmte Bandbreite durch eine besondere Bimetall-Konstruktion erreichen kann. Hierbei drückt ein aus anderem Metall wie der übrige Hohlraum gefertigte Stab von außen gegen die sehr dünne obere Flächenbegrenzung des Hohlraumes, wobei die geometrischen Abmessungen und das Material so zu wählen sind, daß der Frequenzgang des Hohlraumes bei Temperaturänderungen

durch seine Verformung infolge des Druckes des Metallstabes auf die obere Grenzfläche gerade kompensiert wird. Durch bestimmte Materialauswahl (vorgegebene Differenz der beiden Ausdehnungskoeffizienten) bestimmte Länge der Bimetallkonstruktion sowie eine solche Geometrie des Hohlraumes, die eine vorgegebene Frequenzempfindlichkeit schafft, kann eine solche Kompensation des quadratischen und linearen Effektes im ganzen Frequenzband in guter Näherung erreicht werden. Das Konstruktionsschema eines solchen Hohlraumes, bei dem Abstimmung und Temperaturkompensation vollständig unabhängig voneinander sind, wird in einer Skizze wiedergegeben. Ein für das 3 cm-Band so konstruierter Hohlraum mit einer Bandbreite von 10 %, der für das Zentrum genau auskompensiert war, zeigte an den Bandgrenzen bei 75° Temperaturerhöhung noch eine Frequenzabweichung von 0,5 MHz.

Bayer.

7882 J. D. Shaffer. *A stable noise-generator.* Instruments **27**, 1818—1819, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Pennsylvania State Univ.) Rauschgeneratoren im Ultraschallbereich mit Thyratrons als Rauschquelle und einem nachfolgenden linearen Verstärker erweisen sich nicht als genügend stabil. Sie zeigen tägliche Änderungen der Ausgangsspannungen auch nach langer Anwärmszeit und eine Neigung zu Schwingungen. Die Untersuchungen vieler Thyatrontypen in vier verschiedenen Schaltungen führten zur Konstruktion eines stabilen Rauschgenerators mit nachfolgendem gegengekoppeltem Verstärker. Es wird ein Thyatron der Type 2D21 mit nachfolgendem engem Bandfilter verwendet. Der gegengekoppelte Verstärker enthält drei Verstärkerstufen und einen Kathodenverstärkerausgang. Die Schaltung wird mit der Bemessung der Einzelteile gezeigt. Das Rauschsignal ist innerhalb $\pm 0,5$ db konstant bei Netzspannungsschwankungen von ± 10 %. Bei Austausch des Thyratrons ergaben sich Schwankungen der Ausgangsspannung von ± 1 db.

B. Krüger.

7883 J. Weber. *Quantum theory of a damped electrical oscillator and noise.* Phys. Rev. (2) **90**, 977—982, 1953, Nr. 5. (1. Juni.) (College Park, Maryl., Univ., Glenn L. Martin Coll. Engng. Aeron. Sci.) Die quantenelektrodynamischen Dämpfungs- und Rauscheffekte in elektrischen Schwingungskreisen, die bei niedrigen Temperaturen und kleinen Strömen bedeutsam sind, werden mit der Quantenfeldtheorie behandelt. Die Dämpfung wird als Störung angesetzt. Zum klassischen Ausdruck für die Feldenergie addiert sich ein Anteil, der sich nach unendlich langer Zeit im Gleichgewicht der Einstrahlung des als Rauschstromgenerator beschriebenen Dämpfungswiderstandes und der „spontanen Emission“ aus dem Feld in den Grundzustand des Widerstandes einstellt. Das mittlere Quadrat der Rauschspannung enthält einen Beitrag von Nullpunktschwankungen des Vakuums, der unabhängig ist von der Wahl der Nullpunktsenergie. Damit wird eine Interpretation des unendlichen Nullpunktrauschen, das in der quantentheoretischen Behandlung von CALLEN und WELTON auftritt, möglich. Es wird ferner gezeigt, daß Vakuumschwankungen in gewissen Rauschexperimenten beobachtbar sind.

Böhning.

7884 J. Weber. *Quantum theory of a damped electrical oscillator and noise. II. The radiation resistance.* Phys. Rev. (2) **94**, 211—215, 1954, Nr. 2. (15. Apr.) Berichtigung ebenda (2) **95**, 1706, Nr. 6. (15. Sept.) (Coll. Park, Maryl., Univ., Glenn L. Martin Coll. Engng. Yeron. Sci.) Ein durch den Strahlungswiderstand gedämpfter Schwingungskreis verhält sich im wesentlichen genauso wie der im ersten Teil der Arbeit (s. das vorstehende Ref.) behandelte, durch einen Festwiderstand gedämpfte Kreis. Der Ausdruck für den Strahlungswiderstand stimmt exakt mit dem klassischen überein. Der Strahlungswiderstand kann als Rauschspannungsquelle aufgefaßt werden. Er erzeugt das gleiche mittlere Quadrat der Rauschspannung wie ein gewöhnlicher Widerstand, also auch den

Anteil, der von den Nullpunktsschwankungen des Vakuums herrührt. Die bisherigen Ergebnisse der Betrachtungen sind auch auf Hohlraumresonatoren anwendbar.

Böhning.

7885 **J. Weber.** *Vacuum fluctuation noise.* Phys. Rev. (2) **94**, 215—217, 1954, Nr. 2. (15. Apr.) (College Park, Maryl., Univ., Glenn L. Martin Coll. Engng. Aeron. Sci.) Die Wechselwirkung eines Elektronenstroms mit einem gedämpften Schwingungskreis wird quantentheoretisch diskutiert. Die Rauschspannung des Oszillators, herrührend von den thermischen Schwankungen und den Vakuumschwankungen, verursacht statistische Schwankungen in der Geschwindigkeit des Elektronenstromes, die als Stromrauschen beobachtbar sind. Auf Grund vorhergehender Arbeiten (s. die beiden vorstehenden Ref.) wird gezeigt, daß mittels eines Elektronenstroms das Rauschen des Oszillators und damit bei tiefen Temperaturen die Nullpunktsschwankungen des Vakuums genau gemessen werden können.

Böhning.

7886 **James J. Brophy.** *Current noise in thermistor bolometer flakes.* J. appl. Phys. **25**, 222—224, 1954, Nr. 2. (Febr.) (Chicago, Ill., Inst. Technol., Armour Res. Found.) Schickt man durch einen Thermistor einen Gleichstrom, so entsteht ein zusätzliches Rauschen. Dies machte Verf. zum Gegenstand seiner Untersuchungen, und zwar benutzte er Eisenoxyd-Thermistor-Scheibchen. Für die Abhängigkeit der Rauschleistungsdichte vom Gleichstrom I und von der Frequenz f ergab sich angenähert $p = c \cdot I^{2b} \cdot f^a$ mit $a = -1,10$ und $b = 0,588$, eine ähnliche Beziehung wie sie auch für andere Halbleiter gilt. Des weiteren wurde die Temperaturabhängigkeit der Rauschspannung untersucht. Da der Widerstand des Thermistors und die Rauschspannung dieselbe exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur zeigten, erwies sich die Rauschleistungsdichte als temperaturunabhängig. Das Rauschen erwies sich als stark von den elektrischen Kontakten der Halbleiter bestimmt. Eine Reihe von Versuchen ergab die geringsten Werte für aufgedampfte Gold-Elektroden.

Gunßer.

7887 **F. N. H. Robinson and H. A. Haas.** *Analysis of noise in electron beams* J. Electronics **2**, 373—384, 1956, Nr. 4. (Jan.) (Murray Hill, Bell. Telephone Labs. Inc.; Cambridge, Mass. M. I. T., Res. Lab. Electr.) Das Rauschen bei der Fortpflanzung von Elektronenstrahlen wird diskutiert. Die Betrachtung ist sehr allgemein gehalten, so daß sie auf verschiedene Modifikationen angewandt werden kann.

Busz-Peuckert.

7888 **John C. West and John L. Douce.** *The mechanism of sub-harmonic generation in a feedback system.* Proc. Instn elect. Engrs (B) **103**, 569—574, 1955, Nr. 5. (Sept.) (Manchester, Univ., Elect. Engng. Dep.)

H. Ebert.

7889 **J. E. Flood and J. B. Warman.** *A low-frequency pulse-train generator.* Electron. Engng. **27**, 13—16, 1955, Nr. 323. (Jan.) Es wird ein Impulsgenerator beschrieben, der gasgefüllte Zählröhren mit kalten Kathoden und vielen Elektroden verwendet. Das Impulsverhältnis kann zwischen 1:99 und 99:1 verändert werden, und zwar in Stufen von 1 % mit einer Genauigkeit von $1\%_{100}$. Die Impulsfrequenz überdeckt einen Bereich von 5 bis 50 Hz, deren Genauigkeit von dem verwendeten synchronisierenden Oszillator abhängt. Die Impulse können kontinuierlich oder in Folgen von 1 bis 11 Impulsen abgegeben werden. Der Abstand der Impulsfolgen kann zwischen 66 msec und 4 sec geändert werden. Das genaue Schaltbild des Impulsgenerators mit den Werten aller Schaltelemente wird angegeben, sowie auch das des Kontrollgerätes. Die verwendeten Dekatron-Typen sind GS10C und GS12C mit 10 bzw. 11 Kathoden.

B. Krüger.

7890 **G. E. Kaufer.** *A versatile pulse shaper.* Electron. Engng. **27**, 78—81, 1955, Nr. 324. (Febr.) (New York, Columbia Univ.) Die Schaltung eines Impuls-

umformers wird angegeben und beschrieben, durch den Impulse verschiedener Amplitude und Breite wieder gleichmäßige Form erhalten, wie es bei Rechengeräten und Radargeräten usw. notwendig ist. Die entwickelte Schaltung ist einfach und verwendet ein gesteuertes Thyatron. Sie ist ausgelegt zur Versorgung von Leitungen bei der Verteilung der Impulse von $100\ \Omega$ Wellenwiderstand. Für verschiedene Schaltungselemente (L und C) wird die erzielte Impulsform tabellarisch zusammengestellt.

B. Krüger.

7891 **F. Butler.** *Transistor waveform generators.* Electron. Engng. **27**, 170—173, 1955, Nr. 326. (Apr.) Allgemein gültige Oszillator- und Impulsgenerator-Schaltungen mit den heute handelsüblichen Transistoren sind kaum zu entwickeln wegen der großen Streuungen dieser Transistoren, selbst bei derselben Type. Solche Schaltungen können aber meistens dadurch optimal bemessen werden, daß von der Analogie zu den entsprechenden Röhrenschaltungen Gebrauch gemacht wird. Einige Beispiele von Schaltungen werden gegeben, die nach dieser Methode entwickelt werden, z. B. werden Oszillatoren mit abgestimmten Kreisen und Quarzen und Sperrschwinger behandelt. Die starke Temperaturabhängigkeit und die Leistungsverstärkung der heutigen Transistoren wird bemängelt. Werden diese beiden Eigenschaften verbessert, wird eine Vereinfachung der Schaltungen möglich sein.

B. Krüger.

7892 **G. D. Bergman** und **D. M. MacKay.** *A high-speed waveform-sampling circuit.* Electron. Engng. **27**, 160—163, 1955, Nr. 326. (Apr.) (London, Univ., King's Coll., Dep. Phys.) Eine neue Methode zum Zerhacken einer sich schnell ändernden Spannungskurve mit einer hohen Zerlegungsfrequenz wird beschrieben. Bei der Schaltung wird eine Gegenkopplung so angewendet, daß Impulse zum Zerlegen mit einer besonders kleinen Zeitdauer und Amplitude verwendet werden können. Zwei Arten von Schaltungen werden beschrieben, die treppenförmige Ausgangsspannungen ergeben. Die Schaltungen wurden eingehend diskutiert.

B. Krüger.

7893 **Charles M. Allred.** *Chart for the TE_{11} mode piston attenuator.* J. Res. nat. Bur. Stand. **48**, 109—110, 1952, Nr. 2. (Febr.) (Washington.) Es ist ein Nomogramm aufgezeichnet und erklärt, mit dessen Hilfe die Dämpfungskonstante von zylindrischen Kolben-Dämpfungsgliedern aus dem Radius, der Leitfähigkeit und der Frequenz auf einfache Weise bestimmt werden kann.

Helmholtz.

7894 **William R. MacLean.** *Criteria for the amplitude stability of a power oscillator.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **42**, 1784—1791, 1954, Nr. 12. (Dez.) (Brooklyn, N. Y., Polytech. Inst.) Bekanntlich zeigen die üblichen Oszillatoren mit Vakuumröhren manchmal eine Selbstmodulation d. h. eine Unstabilität der Amplitude (Sperrschwinger). Als Kriterium für die Amplitudenstabilität solcher Leistungsozillatoren werden graphisch zwei Ungleichungen aus dem Diagramm für konstanten Strom abgeleitet. Die beiden Ungleichungen werden experimentell an 30 Fällen überprüft.

B. Krüger.

7895 **J. L. Stewart.** *Parallel-network oscillators.* Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **43**, 589—595, 1955, Nr. 5. (Mai.) (Ann Arbor, Univ. Mich., Dep. Elec. Engng.) Frequenzbestimmendes Glied ist die Parallelschaltung zweier Vierpole mit ungleichem Frequenzgang (je eine Röhre plus frequenzabhängiges Glied: Tiefpaß, Hochpaß, Schwingkreis, Leitung), deren Verstärkung durch gegensinnige Änderung der Arbeitspunkte verstellt wird. Damit wird der Frequenzgang und folglich die Frequenz, bei der die Schleifenverstärkung des Oszillators den Phasenwinkel Null hat (ungefähr Grundfrequenz der selbsterregten Schwingung) elektronisch beeinflußt (z. B. FM). Kurvenform, Frequenzstabilität und Rauschen werden diskutiert, ebenso zwei ausgeführte Schaltungen mit Meßkurven.

Haller.

7896 V. Met. *Ein Elektrolyttrog zur Lösung von Netzwerkproblemen.* Frequenz **9**, 57—63, 1955, Nr. 2. (Febr.) (Wien, T. H., Inst. Niederfrequenztech.) Zunächst wird eine Definition der wichtigsten Größen aus der Theorie linearer Netzwerke gegeben. Anschließend an das bekannte Potential-Modulus Analogon wird ein spezieller Elektrolyttrog konstruiert und beschrieben. Eine Netzwerkfunktion kann einem speziellen zweidimensionalen Potentialproblem zugeordnet werden, dabei treten an Stelle von Polen und Nullstellen entsprechende Singularitäten. Der beschriebene Trog kommt durch Spiegelung und zwei verschiedene konforme Transformationen der komplexen Frequenzebene zustande, wobei die positive $j\omega$ -Achse oder das Intervall $[0, j\omega_0]$ auf den kreisförmigen Tankumfang und damit auf die längste geeignete Kurve des Tanks abgebildet wird. Hierdurch erreicht man eine möglichst große Dehnung der Umgebung von $j\omega$ und der Elektrodenverschiebefehler wird reduziert. Die Messungen beschränken sich auf die Potentialermittlung bei bewußter Unterdrückung der Stromfunktion durch eine Spiegelung, um eine weitere Flächendehnung zu ermöglichen. Ihre Bestimmung erfolgt aus dem gemessenen Potential durch graphische Integration unter Zugrundelegung allgemeiner Netzwerkeigenschaften. An einem einfachen Fall, und zwar der Funktion $W(p) = \log(p+2)/(p+1)$, wird die Genauigkeit des Verfahrens demonstriert. Außer Netzwerkfunktionen lassen sich mit dem Elektrolyttrog auch allgemeine Simultansysteme linearer Differentialgleichungen zweiter Ordnung mit konstanten Koeffizienten behandeln, z. B. auch Probleme aus der Schwingungs- und Festigkeitslehre. B. Krüger.

7897 P. N. Nikiforuk. *A technique for non-linear function generation.* Electron. Engng. **27**, 118—119, 1955, Nr. 325. (März.) (Manchester, Univ., Servo-mech. Lab.) Eine Methode wird beschrieben, um eine nichtlineare elektrische Schaltung, deren Ausgangssignal proportional der n -ten Wurzel des Eingangssignals ist, in eine solche umzuwandeln, deren Ausgangssignal proportional der n -ten Potenz des Eingangssignals ist. Diese Methode wird bei nichtlinearen Servomechanismen benötigt. Der Vorteil der beschriebenen Methode ist, daß nur zwei Pentoden und einige Standardteile benötigt werden. Ein Schaltungsbeispiel zum Quadrieren und Quadratwurzelziehen wird beschrieben und experimentell untersucht. B. Krüger.

7898 H. L. Armstrong. *An approximate treatment of cascaded four-terminal networks.* Electron. Engng **27**, 130—131, 1955, Nr. 325. (März.) (Pacific Semicond. Inc. USA.) Es wird ein Näherungsausdruck für die n -te Potenz einer 2×2 Matrice abgeleitet. Das Resultat wird zur näherungsweise Behandlung von in Reihe geschalteten Vierpolen verwendet, die als Filter sich eignen. Als Beispiel wird eine Reihenschaltung von zehn Vierpolen theoretisch und experimentell verglichen. Die Näherung ist ausreichend für Werte von ω bis zu $\omega_0/2$. B. Krüger.

7899 J. R. Ragazzini and A. R. Bergen. *A mathematical technique for the analysis of linear systems.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **42**, 1645—1651, 1954, Nr. 11. (Nov.) (New York, Columbia Univ., Electron. Res. Labs., Dep. Elec. Engrg.) Lineare Netzwerke werden häufig nach dem Aussehen einer Prüffunktion entwickelt. Diese Methode ist einfacher als die manchmal langwierige Berechnung. Es wird gezeigt, daß die Z-Transformation für die numerische Berechnung von kontinuierlich linearen Systemen sich gut, auch für den Ingenieur wegen ihrer Einfachheit, eignet. B. Krüger.

7900 Leo Storch. *Synthesis of constant-time-delay ladder networks using Bessel polynomials.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **42**, 1666—1675, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Culver City, Calif., Hughes Aircraft Co.) Verzögerungsnetzwerke mit konzentrierten Schaltelementen vom Typ eines Tiefpasses werden mit Hilfe einer

Übertragungsfunktion mit minimaler Phasendrehung entwickelt. Die Verzögerungszeiten und Verluste sind leicht zu bestimmen, da die gewählte Übertragungsfunktion durch übliche tabellierte Funktionen ausgedrückt werden kann.

B. Krüger.

7901 H. J. Carlin. *Gain-bandwidth limitations on equalizers and matching networks.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **42**, 1676—1685, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Brooklyn, N. Y., Polytech. Inst., Microwave Res. Inst.) Ausgleichsschaltungen, die bei der Übertragung von Spannungen, Strömen und Leistungen von einem vorgeschriebenen Generator an eine Last, deren Impedanz eine gegebene Funktion der Frequenz ist, benötigt werden, werden allgemein behandelt. Die bekannten Arbeiten werden fortgeführt. Die erzielten Ergebnisse für eine optimale Spannungstransformierung auf eine beliebige Last sind neuartig.

B. Krüger.

7902 Morio Onoe. *Network transformations concerning Jaumann networks.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **43**, 1015, 1955, Nr. 8. (Aug.) (Chiba-city, Japan, Univ. Tokyo, Inst. Ind. Sci.) Während das Ersatzschaltbild eines mit einem idealen Transformator ausgerüsteten JAUMANN-Netzwerkes durch ein einfaches Kreuzglied dargestellt werden kann, können Verluste oder Modifikationen der Grundschaltung durch Serienschaltung eines Induktivitäts- oder Kapazitätsgliedes berücksichtigt werden.

B. Koch.

7903 A. C. Macpherson. *Measurement of microwave nonreciprocal four-poles.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **43**, 1017, 1955, Nr. 8. (Aug.) (Washington, Naval Res. Lab.) Kurze Beschreibung einer Meßmethode zur Bestimmung der Konstanten nichtreziproker linearer, durch Ferrit- oder Gasentladungsstrecken dargestellter Vierpole. Der Prüfling wird unter Zwischenschaltung je einer Meßleitung ein- und ausgangseitig aus reflexionsfrei angepaßten Einwegelementen kohärent gespeist, die ihrerseits über eine T-Verzweigung aus dem gleichen Generator erregt werden. Es wird abgeleitet, in welcher Weise sich die Elemente der dem Vierpol beschreibenden Streumatrix aus der Messung des Wellenverhältnisses am Ein- und Ausgang ergeben.

B. Koch.

7904 Franz M. Pelz. *Die Bemessung von symmetrischen elektrischen Filtern in Brückenschaltung nach der Betriebsparametertheorie.* Arch. elektr. Übertr. **7**, 290—296, 1953, Nr. 6. (Juni.) (Berlin, Techn. Univ., Inst. Schwingungsforschg.) Die theoretischen Grundlagen zur Berechnung von symmetrischen elektrischen Tiefpässen werden zunächst übersichtlich zusammengestellt. Dann werden Formeln für solche Tiefpässe entwickelt und tabellarisch zusammengestellt, und zwar für die Grade $\rho = 1, 3, 5$ und 7 in Brückenschaltung. Ein Zahlenbeispiel wird durchgerechnet.

B. Krüger.

7905 W. E. Smith. *Time delays of spectrograph outputs by low-pass filters.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 227—228, 1955, Nr. 3. (März.) (Sydney, Austr., Res. Organ., Comm. Sci. Ind., Div. Electrotechn.) Es wird die bei elektronischer Abtastung von Spektren (etwa bei Mikrowellen-Spektrographen) durch ein Tiefpaßfilter verursachte Zeitverzögerung zwischen Eingangs- und Ausgangssignal und der dadurch bedingte Frequenzfehler unter der Annahme berechnet, daß die Abtastgeschwindigkeit genügend niedrig gewählt wird, um Verzerrungen der Linienkontur vernachlässigen zu können. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich für verschiedene typische Übertragungsfunktionen insbesondere aus Kapazitäts-Widerstandszweigen bestehender Filter die Zeitverzögerung bzw. der Frequenzfehler als unabhängig von der Linienform. Auch für mehrstufige RC-Filter gelten die angegebenen Beziehungen näherungsweise, sofern die Abtastzeit für die Linienhalbwellenbreite größer als die reziproke Bandbreite des Filters bleibt.

B. Koch.

7906 Franklin F. Offner. *A stable wide-range d c amplifier.* Rev. sci. Instrum. **25**, 579—586, 1954, Nr. 6. (Juni.) (Chicago, Ill., Offner Electron., Inc.) Bei biologischen Anwendungen treten Potentialmessungen auf von konstanten Potentialen bis zu Änderungen von Bruchteilen von Millisekunden und Spannungsamplituden von der Rauschspannung bis etwa in der Größe von einigen Volts. Ein vielseitiger und sehr stabiler Gleichstromverstärker für solche Messungen wird entwickelt und eingehend beschrieben. Durch die verwendete Gegentakt-schaltung können Spannungen ausgeglichen werden mit einem Verhältnis größer als 1000. Die Frequenzcharakteristik wird im Bild gezeigt und reicht von Null bis 30 kHz bei einem Verstärkungsfaktor von etwa $2,5 \cdot 10^6$. Wahlweise können die hohen oder niedrigen Frequenzen abgeschnitten werden. Für Messungen, bei denen äußerste Stabilität erforderlich ist, ist eine automatische Rückstellung des Nullpunktes in Intervallen von 5 sec vorgesehen. Der Gleichstromverstärker wird mit Wechselspannung betrieben. Das genaue Schaltbild mit den Werten der Schaltelemente wird angegeben und eingehend die Arbeitsweise der einzelnen Teile erklärt. Ohne automatische Rückstellung des Nullpunktes wird eine Wanderung des Nullpunktes im aufgeheizten Zustand von weniger als 10μ Volt pro Minute gemessen.
B. Krüger.

7907 D. H. McEwan. *Wide-range operation of grid-controlled rectifiers.* Electron. Engng. **27**, 24—27, 1955, Nr. 323. (Jan.) (London, Univ., Queen Mary Coll.) Eine Methode zur Steuerung eines Thyratrons über einen weiten Bereich seines Innenwiderstandes mit einem Gleichspannungssignal wird beschrieben. Die Eigenschaften eines Gleichstromverstärkers bei verschiedenen Lasten werden diskutiert, der diese Methode zur Kontrolle in einem Doppelweg-Gleichrichter verwendet.
B. Krüger.

7908 G. v. Trentini. *Reflex- und Leitscheibenantennen für Dezimeterwellen.* Nachrichtentech. Z. **8**, 569—577, 1955, Nr. 11. (Nov.) (Buenos Aires.) Die Arbeit beschreibt neuartige Richtantennen für den Dezimeter-Wellenbereich, bei denen sich unter Ausnutzung von Reflexions- und Beugungseffekten eine verstärkte Bündelung und damit ein besserer Antennengewinn erzielen lassen. Die Halbwertsbreiten dieser Anordnungen liegen zwischen 40 und 25° und die Gewinne etwa zwischen 12 und 16 db. Nach Art ihrer Konstruktion unterscheidet man hierbei Reflexantennen und Leitscheibenantennen. Das Prinzip der erstgenannten beruht darauf, daß die Speiseantenne zwischen einer reflektierenden Wand und einer zweiten, teilweise reflektierenden Fläche angeordnet ist. Der Abstand-Wand—Fläche wird so bemessen, daß die von der Wand reflektierte Strahlung gleichphasig mit dem durch die vordere Fläche hindurchgetretenen Anteil in Normalenrichtung ist. In anderen Richtungen weichen die Phasen der Teilstrahlen erheblich voneinander ab, so daß eine starke Bündelung in Normalenrichtung erzielt wird. Bei der Leitscheibenantenne wird die Beugung zur Erzielung einer verstärkten Bündelung ausgenutzt. Hierbei werden längs des Strahlungsweges Metallscheiben in mehreren parallelen Flächen voreinander angeordnet. An ihren Rändern wird die Strahlung abgelenkt, und zwar ist es bei bestimmter Dimensionierung der Scheiben möglich, eine Verstärkung des rückwärtigen Feldes in Normalenrichtung zu erhalten. Es wird gezeigt, daß mit zusammengesetzten Systemen die Bündelung noch wesentlich gesteigert werden kann und Abstrahlung in beliebigen Raumrichtungen zu erreichen ist. Es werden Näherungsformeln für die Berechnung hergeleitet und ausgemessene Strahlungsdiagramme für Reflex- und Leitscheibenantennen wiedergegeben.
Bayer.

7909 J. E. Attew. *A frame synchronizing separator.* Electron. Engng. **27**, 70—71, 1955, Nr. 324. (Febr.) (Pye Ltd.) Eine bekannte Filterschaltung für die Synchronisierungspulse aus einem Fernsehsignal (PYEL td.) wird beschrieben, die die Im-

pulsdauer ausnutzt. Diese Schaltung wird verbessert. Beide Schaltbilder werden diskutiert und die Vorteile der neuen Schaltung hervorgehoben. Die acht Synchronisierimpulse werden als getrennte Impulse wegen der kleinen Zeitkonstanten erhalten, wodurch eine ausgezeichnete Synchronisierung des Bildes ermöglicht wird. Es wird durch saubere Abschneidung der Impulse auch eine verbesserte Störfreiheit des Bildes erreicht.

B. Krüger.

7910 A. H. Benner and R. F. Drenick. *On the problem of optimum detection of pulsed signals in noise.* R. C. A. Rev. **16**, 461—479, 1955, Nr. 3. (Sept.) (Camden, N. J., Radio Corp. Amer., Engng. Prod. Div.) Die Verff. behandeln das aus der Radar-Technik entspringende Problem, einen Echoimpuls in einem Störuntergrund auf die bestmögliche Weise ausfindig zu machen. Bei ihrer Fragestellung kommt es nur auf die Feststellung des Vorhandenseins oder Nichtvorhandenseins des Echos, jedoch nicht auf die Lokalisierung an. Der Zeitraum zwischen zwei Sendeimpulsen werde in N Teilintervalle von Impulslänge geteilt und die Empfangsspannung an diesen N Stellen gemessen. Die Messung werde n -mal hintereinander (bei ruhend gedachtem Ziel) wiederholt, so daß der Echoimpuls, wenn vorhanden, immer im gleichen Intervall erscheint. Es ergeben sich somit Spannungswerte v_{jk} ($j = 1 \dots n$; $k = 1 \dots N$), die die zahlenmäßige Unterlage für die zu treffende Entscheidung bilden. In Erweiterung der statistischen Methode von NEYMAN-PEARSON wird eine Ungleichung angegeben, bei deren Erfüllung ein Echo als vorhanden erklärt werden sollte. Die Optimum Eigenschaft dieses Verfahrens wird nachgewiesen und an einem Beispiel durchgerechnet. Ferner wird ein Blockschema zur mechanischen Durchführung der Methode angegeben.

Kallenbach.

7911 Leschi. *La télévision en couleurs.* Rev. gén. Elect. **63**, (38. Jahrg.) 503—506, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Radiodiff.-Télév. franc., Serv. tech.)

7912 Rémy Juillerat. *Les tubes électroniques dans le problème de la télévision en couleurs.* Rev. gén. Elect. **63**, (38. Jahrg.) 507—515, 1954, Nr. 9. (Sept.)

7913 Edouard Labin. *Systèmes compatibles de télévision en couleurs.* Rev. gén. Elect. **63**, (38. Jahrg.) 516—526, 1954, Nr. 9. (Sept.)

H. Ebert.

7914 George C. Sponsler and Fern L. Shader. *PPI light spot brightness probability distributions.* J. appl. Phys. **25**, 1271—1277, 1954, Nr. 10. (Okt.) (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Am konkreten Beispiel (10 B P 7 als PPI-Schirm, 7 „returns“) wird der Einfluß der gesamten Videostufe eines Radarset auf die Wahrscheinlichkeit für das Überschreiten eines bestimmten Schwellwertes der Leuchtfleckhelligkeit für verschiedene Signal-Rauschverhältnisse diskutiert. Unter der Annahme einer quadratischen Detektorkennlinie, unendlicher Bandbreite des Videoverstärkers und der für die 10 BP 7 gültigen Leuchtfleckhelligkeit-Steuerpotential-Abhängigkeit mit der 2,5ten Potenz ergibt sich für ein bestimmtes Eingangssignal v (im Beispiel: Sinusschwingung mit überlagelter GAUSSscher Rauschverteilung) eine Gesamtübertragung proportional v^5 . Es werden verschiedene Methoden der mathematischen Behandlung des Problems besprochen, wobei die Reihenentwicklung nach LAGUERRESchen Polynomen den günstigsten Lösungsweg aufweist.

Blank.

7915 Kristen Lindroth. *Reflection of electromagnetic waves from thin metal strips. (Passive antennae.)* K. tekn. Högsk. Handl. 1955, S. 1—61, Nr. 91. Das Problem der Reflexion elektromagnetischer Strahlung im Mikrowellenbereich (Radar) von dünnen Metallstreifen, wie sie z. B. als künstliche Radarziele militärische Verwendung finden, wird in ausführlicher Weise theoretisch behandelt. Die Berechnung der reflektierten Strahlungsintensität erfolgt in der Weise, daß zu-

nächst der Strom bestimmt wird, der vom einfallenden Feld im Streifen induziert wird und man diesen Strom als Strahlungsquelle für die reflektierte Energie ansieht. Hierbei wird besonders die Reflexion in Strahlungseinfallsrichtung diskutiert, da diese wegen des meist gleichen Standorts von Sender und Empfänger besonders interessiert. Es wird vorausgesetzt, daß die Dichte der Streifenwolke noch so gering ist, daß die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Metallstreifen vernachlässigt werden kann und sich die gesamte reflektierte Strahlung durch Summierung über die Anteile der von jedem Einzelstreifen ausgehenden Reflexionsstrahlung ergibt. Im ersten Teil der Arbeit wird die allgemeine Lösung des Reflexionsproblems nach HALLÉN dargestellt und auf das vorliegende Spezialproblem angewandt. Im folgenden Teil wird zum Unterschied gegenüber den Lösungen von HALLÉN und VAN VLECK ein Glied mehr in der Potenzreihenentwicklung herangezogen, so daß eine recht genaue quantitative Auswertung möglich wird. Die Ergebnisse werden in Kurven dargestellt. Die senkrecht reflektierte Energie bei senkrechter Inzidenz wird in Abhängigkeit von der Streifenlänge für zwei verschiedene Verhältnisse von Streifenlänge: Streifenbreite dargestellt. [Resonanzstellen bei $l \approx \lambda/2$ und $l \approx 3/2 \cdot \lambda$.] Ein weiteres Diagramm zeigt die Abhängigkeit der reflektierten Energie von der Frequenz der einfallenden Strahlung; ein letztes vergleicht die in dieser Arbeit berechnete Kurve mit der früher von VAN VLECK berechneten, wobei sich charakteristische Abweichungen ergeben.

Bayer.

7916 *The life of transmitting valves.* Wireless Engr 31, 309—310, 1954, Nr. 12. (Dez.) Röhrenausfall kann durch die Kathode verursacht sein. Wolframkathoden fallen fast nur wegen Fadenbruch aus. Je niedriger die Kathodentemperatur, um so länger ist die Lebensdauer. Reduziert man die Betriebsspannung der W-Kathode um 10%, so sinkt die Emissionsfähigkeit auf 45% ab, während die Lebensdauer auf das Vierfache steigt. Bei oftmaligem Ein- und Ausschalten der Heizspannung treten starke Stromstöße auf, wodurch der Faden mechanisch stark beansprucht wird. Die Temperatur von thoriierten Wolframkathoden muß in engen Grenzen gehalten werden. Ist die Temperatur zu hoch, so tritt Decarbonisierung ein, bei zu niedriger Temperatur kann nicht genügend Thorium an die Oberfläche nachwandern, um eine gute Emissionsschicht aufrechtzuerhalten. Oxydkathoden fallen meist infolge von Vergiftung durch Gasreste aus. Weiterhin wird Ausfall von Röhren durch Glasbruch, vor allem an Metall-Glas-Verbindungen, verursacht. In der Nähe der Anglasung soll die Temperatur 150°C, an anderen Stellen 250°C nicht übersteigen.

Brück.

7917 *R. E. Aitchison. A new circuit for balancing the characteristics of pairs of valves.* Electron. Engng 27, 224—226, 1955, Nr. 327. (Mai.) (Sydney, Univ., Elect. Engng. Dep.) Die bisher bekannten Methoden, um zwei Trioden in ihren Eigenschaften aneinander anzugleichen, werden diskutiert. Die drei Grundschaltungen, um die statistischen Eigenschaften abzugleichen, werden gezeigt. Eine neue Abgleichmethode wird vorgeschlagen und untersucht, die auf der Angleichung der Temperaturen der beiden indirekt geheizten Kathoden beruht, so daß die statistischen Anodenströme gleich gemacht werden. Die Messungen zeigen, daß hierbei auch die Steilheiten fast gleich sind. Auch wird die Abhängigkeit von Spannungsänderungen der Heiz-Spannungsquelle verbessert. Mit Hilfe dieser Methode können zwei Trioden ohne besondere Auswahl innerhalb weniger % Abweichungen ihrer statistischen und dynamischen Eigenschaften, wie z. B. auch Verstärkungsfaktor, gleichgemacht werden. Es werden eine Reihe von Röhren der Type 10 AX 7 untersucht und die Resultate tabelliert.

B. Krüger.

7918 *J. R. G. Twisleton. An X-band magnetron Q-measuring apparatus.* Proc. Instn elect. Engrs (B) 103, 339—343, 1956, Nr. 9. (Mai.) (British Thomson-Houston Co., Ltd.) Bei der Meßanordnung des Verff. wird die Magnetron-Resonanz-

kurve unmittelbar auf dem Bildschirm eines Oszillographen geschrieben. Von den beiden Richtungskopplern A und B dient ersterer zur Leistungsmessung der von einem mit 50 Hz über einen Bereich von etwa 50 MHz frequenzmodulierten Klystron 723 A/B stammenden Vorwärts-Welle; mittels des Richtungskopplers B wird die am Magnetron reflektierte Welle gemessen. Durch einen Synchron-Schalter werden die mittels gleichartiger Detektoren gleichgerichteten Ausgangsspannungen beider Richtungskoppler wechselweise der Oszillographeneinrichtung zugeführt; da die Umschaltung mit 25 Hz erfolgt, erscheinen auf dem Bildschirm zwei Kurven gleichzeitig: die A-Kurve entspricht einem konstanten Reflexionskoeffizienten, die B-Kurve der Q-Kurve des Magnetrons. Die A-Kurve ist in ihrer Amplitude mittels eines Präzisionsdämpfungsreglers einstellbar und dient als Eichkurve. Man kann damit rasch und einfach die relative Amplitude beliebiger Punkte der Q-Kurve messen. Ersetzt man das Magnetron durch einen Kurzschluß, regelt die Dämpfungsglieder auf Koinzidenz beider Kurven ein und stellt das Dämpfungsglied im Richtungskoppler A nach Wiedereinsetzen des Magnetrons so ein, daß die A-Kurve dem Reflexionskoeffizienten entspricht, so läßt sich dessen Größe aus der Änderung der Dämpfungseinstellung gegenüber dem Kurzschlußfall berechnen. Der Bereich der bestimmbaren Q-Faktoren ist abhängig vom Wobbelbereich des Klystrons sowie von der bei Resonanz reflektierten Leistung. Für Reflexionsfaktoren $t > 0,3$ wird bei Wellenlängen von 3,1 ... 3,5 cm ein maximaler Fehler von $\pm 7\%$ angegeben. K. H. Fischer.

7919 Arthur Karp. *Traveling-wave tube experiments at millimeter wavelengths with a new, easily built, space harmonic circuit.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **43**, 41—46, 1955, Nr. 1. (Jan.) (Holmdel, N. J., Bell Teleph. Labs.) Es wird eine Lauffeldröhre beschrieben für Wellenlängen um 3,6; 5,1 und 5,4 mm. Sie unterscheidet sich von den bisher üblichen Konstruktionen durch eine neuartige Verzögerungsleitung. Diese ähnelt einem Hohlrohr mit kapazitiver Beschwerung durch einen in Längsrichtung verlaufenden Barren. Die dem Barren gegenüberliegende Wand ist mit vielen Schlitzten versehen. Sie ist bei der Versuchsröhre als Paralleldrahtgitter ausgeführt worden. Zwischen der Barrenoberfläche und der geschlitzten Wand (Gitter) läuft der Elektronenstrahl. Ein Rückwärtswellenoszillator, der nach diesem Prinzip aufgebaut war, ließ sich von $\lambda = 5,3$ mm bis $\lambda = 4,9$ mm durchstimmen, wenn die Spannung an der Verzögerungsleitung von 900 auf 1170 Volt geändert wurde. Der Elektronenstrahl tritt mit einer der Raumharmonischen der Verzögerungsleitung in Wechselwirkung. Eine Abbildung zeigt den Übergang vom normalen Hohlrohr auf die Verzögerungsleitung.

Brück.

7920 Kern K. N. Chang. *Beam focusing by periodic and complementary fields.* Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **43**, 62—71, 1955, Nr. 1. (Jan.) (Princeton, N. J. RCA Labs.) Man kann einen Elektronenstrahl sowohl in einem periodisch wechselnden magnetischen wie auch elektrischen Feld führen. Dazu müssen Strahlerveanz ($1/U^{3/2}$), Feldperiode und Effektivwert des Feldes aneinander abgestimmt sein. In Lauffeldröhren für hohe HF-Leistung braucht man Elektronenstrahlen von hoher Perveanz und zur Führung Felder mit so hohen effektiven Feldstärken, daß sie sich bei der außerdem notwendigen kurzen Periodenlänge nicht mehr realisieren lassen. Wendet man magnetische und elektrische Wechselfelder gleichzeitig an, so gelingt es, auch Elektronenstrahlen hoher Perveanz zu führen. Dabei sind die räumlichen Feldperioden länger als bei reiner magnetischer oder elektrischer Feldführung. Es ist sogar möglich, einen Strahl mit zur Achse paralleler Mantelfläche zu erhalten. Dazu muß sich das elektrische Feld längs der Achse doppelt so schnell ändern wie das magnetische Feld. Der Effektivwert des Magnetfeldes muß gleich dem Feldwert sein bei entsprechendem BRILLOUIN-Strahl. (Das bedeutet: $B_{\text{Spitze}} = \frac{1}{2} B_{\text{Brill}}$ bei sinusförmigem Feldverlauf.) Es wird

gezeigt, daß bei Anwendung der kombinierten Felder die Feldwerte nicht so genau eingehalten zu werden brauchen wie bei Anwendung der Einzelfelder. Brück.

7921 J. A. Rich and S. E. Webber. *Ferrite attenuators in helixes.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **43**, 100—101, 1955, Nr. 1. (Jan.) (Schenectady, N. Y., Gen. Elect. Res. Lab.) Bekanntlich zeigen Ferrite, die sich in einem statistischen Magnetfeld befinden, beim Durchtritt elektromagnetischer Felder eine von der Fortpflanzungsrichtung abhängige Dämpfung, wenn der magnetische Vektor der Welle zirkular polarisiert ist. In einer Lauffeldröhre ist das magnetische Feld der Welle auf der Wendel bezüglich der radialen (r) und der Winkel (φ)-Komponente elliptisch polarisiert. Bringt man Ferrit in das Innen- oder Außenfeld der Wendel, so läßt sich unter dem Einfluß des axialgerichteten Magnetfeldes, das zur Strahlung vorhanden sein muß, für die Welle auf der Wendel eine Dämpfung erzielen, deren Betrag in Vorwärtsrichtung verschieden ist von dem in Rückwärtsrichtung. Mit einem Ferritmaterial aus der Gruppe der Ni-Zn-Verbindungen, das als Zylinder außen direkt am Wendeldraht anlag, wurde bei 3000 MHz eine Dämpfung von etwa 2 db in Vorwärtsrichtung und etwa 15 db in Rückwärtsrichtung erreicht. Der Unterschied in der Dämpfung nimmt mit zunehmender Frequenz etwas ab. Bei 3000 MHz beträgt er 10 db. Ferner hängt der Unterschied in der Dämpfung von der Feldstärke des statischen Magnetfeldes ab. Im optimalen Fall betrug er bei der Versuchsröhre zwischen 20 und 30 db je nach der Meßfrequenz. Brück.

7922 Frank R. Arams. *Traveling-wave tube system having multiplied gain.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **43**, 102, 1955, Nr. 1. (Jan.) (Harrison, N. J., Radio Corp. Amer., Tube Div.) Es wird gezeigt, wie man bei einem Verstärker mit Lauffeldröhren eine sehr hohe Gesamtverstärkung des HF-Signals erhält, indem man das HF-Signal mehrere Male die gleiche Röhre durchlaufen läßt, wobei nach jedem Durchgang die Frequenz geändert wird. Die Schaltung gleicht damit der bekannten Reflexschaltung, die man früher in Rundfunkempfängern anwendete. Das Eingangssignal einer Richtfunkrelaisstelle möge die Frequenz 6000 MHz haben. Sie wird über eine Wanderfeldröhre verstärkt, am Ausgang über ein 6000 MHz-Filter einem Frequenzversetzer zugeführt, dessen Oszillator auf 100 MHz schwingt. Am Ausgang des Frequenzversetzers wird die Frequenz 6100 MHz herausgefiltert und wieder dem Eingang der Wanderfeldröhre zugeführt. Es erfolgt wieder Verstärkung, Durchgang durch ein Filter von 6100 MHz, Mischung mit 100 MHz auf 6200 MHz und abermals Verstärkung über die gleiche Wanderfeldröhre. Vom Ausgang der Röhre wird das Signal mit der Frequenz 6200 MHz über ein Filter der Antenne zugeleitet. Hat die Röhre eine Verstärkung von 30 db und beträgt der Leistungsverlust beim Mischen 10 db, so wird das Signal beim ersten Durchgang um $30 - 10 = 20$ db verstärkt. Beim folgenden Durchgang tritt wieder ein Zuwachs um 20 db ein. Nach dem letzten Durchgang folgt keine Frequenzversetzung mehr, so daß dann die Verstärkung 30 db ist. Damit erhält man bei dreimaligem Durchlaufen $20 + 20 + 30 = 70$ db Verstärkung. Mit zwei Röhren erreicht man bereits nach zweimaligem Durchgang 110 db Verstärkung. Brück.

7923 L. Dunkelman. *Solar-blind ultraviolet multiplier phototubes.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 134—135, 1955, Nr. 2. (Febr.) (Washington, D. C., Nav. Res. Lab.) Die gebräuchlichen Zellen, die zwischen 2000 und 3000 Å empfindlich sind, dagegen auf das nahe UV und das sichtbare Gebiet nicht ansprechen, eignen sich nicht zur Kaskadenverstärkung. Verf. gibt die notwendigen Daten für fünf Multiplier, die von ihm erprobt worden sind. Dziobek.

7924 P. Leuba. *Étude théorique du fonctionnement du dernier étage d'un photo-multiplicateur.* J. Phys. Radium **16**, 296—303, 1955, Nr. 4. (Apr.) (Lab. Rayons

X.) Gleichungen für den zeitlichen Verlauf des Ladungstransportes zwischen der letzten und vorletzten Stufe eines Photomultipliers bei Impulsverstärkung werden entwickelt.
W. Hübner.

7925 E. O. Johnson, J. Olmstead and W. M. Webster. *A low-noise grid-controlled thyratron—the tacitron*. Instruments **27**, 1808—1809, 1954, Nr. 11. (Nov.) (RCA Labs. Div.) Gastrioden (Thyratrons) haben neben dem Vorteil hoher Ströme auch zwei wesentliche Nachteile: Häufiges Auftreten von Störungen der Entladung, nach Zündung keine Steuerung der Entladung durch das Gitter mehr. Beide Nachteile werden vermieden, wenn die Ionenbildung allein in dem Gebiet zwischen Gitter und Anode vorgenommen wird. Hierbei wird eine stabile und störungsfreie Entladung erhalten, die sich auch durch ein negatives Gitter steuern läßt. Gastrioden unter Ausnutzung des Anodenglimmlichtes werden eingehend beschrieben und die Schaltung und Potentialverteilung diskutiert. Die Schwierigkeit, die Röhre nur im Bereich des Anodenglimmens stabil arbeiten zu lassen, wird durch die Größe der Gitteröffnungen, Gasart, Gasdruck und die Abmessungen der Röhre erreicht.
B. Krüger.

7926 R. N. Bracewell. *Correcting for Gaussian aerial smoothing*. Aust. J. Phys. **8**, 54—60, 1955, Nr. 1. (März.) (Sydney, C. S. I. R. O., Div. Radiophys.) Verf. beschreibt ein neues Verfahren zur Reduktion radioastronomischer Beobachtungen, das etwas ungenauer, aber bedeutend einfacher ist, als die Berechnung zweidimensionaler FOURIER-Transformierter und unter Benutzung der Differenzenrechnung abgeleitet wird. Es gibt die Korrekturen in Form einer Reihe von Differenzen wieder. Bei einer GAUSSschen Antennencharakteristik mit Streubreiten σ und τ hat man im einfachsten Fall, bei Berücksichtigung nur der zweiten Differenzen, die Beobachtungswerte in einem Gitter mit den Abständen $\frac{1}{2}\sigma$ und $\frac{1}{2}\tau$ zu tabulieren und erhält dann die an einem Wert anzubringende Korrektur durch Subtraktion des Mittelwerts der vier jeweils umliegenden Werte. Ein eindimensionales numerisches Beispiel zeigt, daß die Korrektur auf 10 bis 20%, genau ist.
Weidemann.

VII. Optik

7927 George C. Higgins and Robert N. Wolfe. *The relation of definition to sharpness and resolving power in a photographic system*. J. opt. Soc. Amer. **45**, 121—129, 1955, Nr. 2. (Febr.) (Rochester, N. Y., Eastman Kodak Co., Res. Lab.) Unter „definition“ versteht Verf. die „Güte“, mit der Einzelheiten im Bilde hervortreten — quality aspect of a photograph, that is associated with the clarity of detail —. Resolving power (Auflösungsvermögen) ist in üblicher Weise definiert, Sharpness (Schärfe) wird ebenfalls im üblichen Sinne verstanden. Verf. haben nach psychometrischen statistischen Methoden untersucht, ob und welche Korrelation zwischen „definition“ einerseits und „resolving power“ und „sharpness“ andererseits besteht und sind zu einer entsprechenden Formel gelangt. Das Ergebnis, daß zwischen „definition“ und einer Exponentialfunktion des Auflösungsvermögens Korrelation besteht, dürfte für unsere Einsicht in den „Sehvorgang“ von nicht unbeträchtlichem Interesse sein.
Dziobek.

7928 G. Toraldo di Francia. *Resolving power and information*. J. opt. Soc. Amer. **45**, 497—501, 1955, Nr. 7. (Juli.) (Arcetri-Florence, Italy, Ist. Naz. Ottica.) Die alte Auflösungstheorie wird durch eine neue und exakte Formulierung er-

setzt, die den Vorzug hat, unabhängig vom Empfänger zu sein. Denn der Empfänger gestattet nicht, alle Informationen des Bildes abzulesen. Ein sehr wesentlicher Punkt, welcher bisher übersehen wurde, ist der, daß der Beobachter sehr oft die Informationen über das Objekt benutzt, die er von vornherein besitzt. Bei der Suche nach gewisser Vereinfachung des Problems beschränken sich die angestellten Betrachtungen auf eine Pupille mit quadratischem Querschnitt. Es ist einleuchtend, daß die Feststellungen ohne weiteres durch geringfügige Änderungen auf eine kreisförmige Pupille anwendbar sind. Das wesentliche Ergebnis ist die Begrenzung der Zahl der Freiheitsgrade für jede mögliche Pupillenform.

Steps.

7929 M. E. Haine and T. Mulvey. *The practical attainment of high resolving power.* J. appl. Phys. **25**, 1455, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Aldermaston Court, Aldermaston Berkshire, Engl., Ass. Electr. Ind., Res. Lab., Ltd.) Schön.

7930 James B. Saunders. *An improved optical test for spherical aberration.* J. opt. Soc. Amer. **44**, 664, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Weiterentwicklung der bekannten FOUCAULTSchen Messerschneidmethode zur Untersuchung der sphärischen Aberration eines optischen Systems. Als Lichtquelle dient ein kleines kreisförmiges oder schlitzförmiges Loch in einem Silberniederschlag; an Stelle der Messerschneide tritt ein dünner Draht.

Dziobek.

7931 J. W. Forrest. *A linear refractometer.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 132—133, 1955, Nr. 2. (Febr.) (Rochester, N. Y., Bausch & Lomb Opt. Co.) Das vom Verf. beschriebene Refraktometer gestattet die Ablesung des Brechungsindex auf eine Einheit der vierten Dezimale und erlaubt Messungen des Brechungsindex von 1,33 — 1,47. Die Konstruktion war möglich durch Verwendung der neueren optischen Glassorten.

Dziobek.

7932 H. Kuhn. *Doppler-Effekt und spektroskopisches Auflösungsvermögen.* Z. Phys. **133**, 9—14, 1952, Nr. 1/2. (15. Sept.) (Oxford, Clarendon Lab.) Das hohe Auflösungsvermögen von interferenzspektroskopischen Apparaten kann nur in den seltensten Fällen voll ausgenutzt werden. Der Grund hierfür ist die vorwiegend durch den DOPPLER-Effekt verursachte Unschärfe der von den gebräuchlichen Lichtquellen emittierten Linien. Daher rührt z. B. auch die bekannte Schwierigkeit, die Feinstruktur des Wasserstoffspektrums durch direkte Beobachtung der einzelnen Linienkomponenten zu ermitteln. Verf. vergleicht die verschiedenen bisher verwirklichten Möglichkeiten, den DOPPLER-Effekt auf ein Minimum zu beschränken, wie z. B. Kühlung von Gasentladungslampen in flüssiger Luft oder in flüssigem Wasserstoff, Verwendung von gekühlten Hohlkathoden und vor allem Anregung von Atomstrahlen. Am Schlusse wird eine wertvolle Zusammenstellung neuerer Literatur gegeben.

Engelhard.

7933 Wilbur Kaye. *Near-infrared spectroscopy. II. Instrumentation and technique. A review.* Spectrochim. Acta **7**, 181—204, 1955, Nr. 4. (Sept.) (Kingsport, Tenn., Eastman Co., Div. Eastman Kodak Co., Res. Lab.) Kurze Zusammenstellung der Literatur über Ultrarot-Spektroskopie, die 242 Arbeiten umfaßt. Besprechung der verschiedenen Apparatetypen, der Zellen für die Proben, der Anregungsquellen, Empfangsgeräte mit deren jeweiligem Bereich, der Filter mit Angabe der Durchlässigkeit und der Registriereinrichtungen. Besondere Hinweise auf die Behandlung der Proben (Verdünnungseffekt) des Einflusses der Spaltbreite und des Streulichts. Angaben über die Eichung von Prismenspektrographen mit einer Tabelle der dazu geeigneten Substanzen (H_2O -Dampf, NH_3 -Dampf, CH_4 -Dampf, HCl - und HBr -Dampf, Hg - und C -Emission, Mg -Bogen, *Polystyrol*, 1, 2, 4,

Trichlorbenzol, Benzol und Didymglas), die zusammen Meßpunkte im Bereich 0,7 — 4 μ liefern. Pruckner.

7934 R. H. Noble. *A recording spectrometer for the infrared.* J. opt. Soc. Amer. **44**, 345, 1954, Nr. 4. (Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Leeds & Northrup Co.)

7935 Earle K. Plyler and Nicolo Acquista. *Infrared absorption spectra of thirteen organic compounds from 25 to 50 μ .* J. opt. Soc. Amer. **44**, 346, 1954, Nr. 4. (Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.)

7936 R. C. Lord and T. K. McCubbin Jr. *The use of a diffraction grating in a Perkin-Elmer double-pass infrared monochromator.* J. opt. Soc. Amer. **44**, 346, 1954, Nr. 4. (Apr.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Mass. Inst. Technol., Spectrosc. Lab.) Brügel.

7937 Bernard M. Mitzner and S. Z. Lewin. *A simple variable thickness infrared absorption cell.* J. opt. Soc. Amer. **44**, 425—426, 1954, Nr. 5. (Mai.) (New York. N. Y., Columbia Univ., Instr. Anal. Lab., Chem. Dep. and New York. Univ., Chem. Dep.) Eine verkittete Küvette mit AgCl-Fenstern kann unter geeignetem Fülldruck der zu untersuchenden Flüssigkeit wegen der plastischen Eigenschaften des Fenstermaterials über das 15fache der durch den Distanzring gegebenen Schichtdicke annehmen. Durch eine äußerlich angesetzte Mikrometerschraube kann innerhalb dieses Bereiches dann die Schichtdicke beliebig eingestellt werden. Brügel.

7938 C. Moser. *A new reflecting spectrograph camera.* J. opt. Soc. Amer. **44**, 660 bis 663, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Council, Div. Phys.) Die Kamera besteht aus einem sphärischen Spiegel und einer sphärischen Korrektionslinse. Das System hat eine Brennweite von etwa 900 mm und ein Öffnungsverhältnis von f:4; die Kamera kann im Bereich von 2500 bis 12 000 Å benutzt werden. Einzelheiten der Konstruktion. Dziobek.

7939 LeRoy S. Brooks. *Slit for interposing spectra on echellegrams.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 300—301, 1955, Nr. 4. (Apr.) (Dearborn, Mich., Gord Motor Co., Phys. Dep., Sci. Lab.) Die Konstruktion eines Spaltes für Spektrographen mit gekreuzten Dispersionen wird beschrieben. Nöldeke.

7940 D. H. Rank, J. N. Shearer and Jean M. Bennett. *Quantitative method for measuring the resolution of a large grating.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 762—766, 1955, Nr. 9. (Sept.) (University Park, Penn., State Univ., Phys. Dep.) Eine Methode zur quantitativen Bestimmung des Auflösungsvermögens großer Gitter wurde entwickelt. Zur Messung wurden die beiden vertikalen Komponenten eines normalen ZEEMAN-Triplets, deren Abstand durch Änderung der magnetischen Feldstärke variiert wurde, benutzt. Durch geeignete Korrekturen wurde der Einfluß der DOPPLER-Breite und der endlichen Linienbreite auf das Auflösungsvermögen berücksichtigt. Das unter verschiedenen Bedingungen gemessene Auflösungsvermögen eines sehr guten Plangitters war ein konstanter Bruchteil des theoretischen Wertes. Der Einfluß von Teilungsfehlern auf das Auflösungsvermögen wurde untersucht. Nöldeke.

7941 Kenneth B. Adams and Kevin Burns. *Vacuum interferometer and cadmium oven.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 36—38, Nr. 1. (Jan.) (East Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.; Pittsburg, Penn., Alleghany Obs.) Die Konstruktion eines temperaturkonstanten FABRY-PEROT-Druckgehäuses und einer MICHELSON-Cadmium-Lampe werden ausführlich beschrieben. Nöldeke.

7942 H. M. Crosswhite and W. G. Fastie. *New spectrometer slit mechanism.* J. opt. Soc. Amer. **46**, 110—115, Nr. 5. (Febr.) (Baltimore, Maryl., The Johns Hop-

kins Univ.) Eine neue Konstruktion eines Spektrographenspaltes wird beschrieben. Die bei einer Belastung eines Stahlringes entstehende Änderung des Ringdurchmessers wird benutzt, um den Abstand der beiden fest an den Ring montierten Spaltbacken reproduzierbar zu verändern. Mehrere Spaltkonstruktionen werden angegeben, u. a. auch ein Zweifachspalt mit kreisförmigen Spaltbacken für einen EBERT-Monochromator. Nöldeke.

7943 L. Hollander, G. A. Martin and C. W. Skarstrom. *Application of infrared nondispersion analyzer*. Industr. Engng Chem. **46**, 1377—1381, 1954, Nr. 7. (1. Juli.) (Linden, N. J., Stand. Oil Developm. Co.)

7944 Abraham Savitzky and Donald R. Bresky. *Application of bichromator infrared dispersion analyzer*. Industr. Engng Chem. **46**, 1382—1386, 1954, Nr. 7. (1. Juli.) (Norwalk, Conn., Perkin-Elmer Corp.)

7945 R. F. Wall, A. L. Giusti, J. W. Fitzpatrick and C. E. Wood. *Field application of infrared analyzers*. Industr. Engng Chem. **46**, 1387—1390, 1954, Nr. 7. (1. Juli.) (Texas City, Tex., Monsanto Chem. Co.)

7946 S. H. Walters. *Installation of continuous infrared analyzers*. Industr. Engng Chem. **46** 1390—1393, 1954, Nr. 7. (1. Juli.) (Cambridge, Mass., Baird Assoc., Inc., Proc. Controls Div.)

7947 R. L. Martin and B. W. Thomas. *Infrared gas analyzer for butane splitter control*. Industr. Engng Chem. **46**, 1393—1396, 1954, Nr. 7. (1. Juli.) (Baytown, Tex., Rumble Oil a. Refining Co.)

7948 Elliot H. Woodhull, E. H. Siegler and Harold Sobeov. *Sensitizing nondispersive infrared analyzer*. Industr. Engng Chem. **46**, 1396—1400, 1954, Nr. 7. (1. Juli.) (Norwalk, Conn., Perkin-Elmer Corp.) H. Ebert.

7849 G. Sprague, D. H. Tomboulion and D. E. Bedo. *Calculations of grating efficiency in the soft X-ray region*. J. opt. Soc. Amer. **45**, 756—761, 1955, Nr. 9. (Sept.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ.) Für ein Gitter wird nahezu bei streifendem Einfall die reflektierte Intensität in Abhängigkeit von Wellenlänge und Ordnung berechnet. Messungen an einem 30 000 Strich/Zoll-Gitter ergaben, daß bei einem Einfallswinkel von $85,36^\circ$ das Spektrum in der 1. Ordnung bei 60 Å, in der 2. Ordnung bei 100 Å und in der 3. Ordnung bei 150 Å merkliche Intensität bekommt. Bei 110 Å ist 5,4% der einfallenden Energie im Spektrum 1. Ordnung und 1,5% in der 2. Ordnung. Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Berechnungen. Nöldeke.

7950 James B. Saunders. *Inverting interferometer*. J. opt. Soc. Amer. **45**, 133, 1955, Nr. 2. (Febr.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Es wird der Plan einer Weiterentwicklung des bekannten Doppelp Prismas nach KÖSTERS entwickelt. Wenn das Prisma erbaut und erprobt worden ist, soll eine weitere Veröffentlichung Einzelheiten bringen. Dziobek.

7951 F. Bruin. *Theory and application of high resolution interferometers. Part. II. Measurements in the optical and microwave region*. Proc. Acad. Sci. Amst. (B) **56**, 526—537, 1954, Nr. 5. (Nov./Dez.) (Amsterdam, Netherl., Univ., Zeeman Lab.) Im zweiten Teil einer zusammenfassenden Arbeit zur Theorie und Anwendung hochauflösender Interferometer werden die Messungen von Absorption und Dispersion diskutiert und die Konstruktion zweier hochauflösender Interferometer für den Mikrowellenspektralbereich beschrieben. Nöldeke.

7952 D. D. Randall. *A new photoelectric method for the calibration of retardation plates*. J. opt. Soc. Amer. **44**, 600—602, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Southampton, Engl.,

Univ., Phys. Lab.) Die Apparatur geht auf die Anordnung zurück, die von COTEN und MOUTON bei ihren Untersuchungen über magnetische und elektrische Doppelbrechung benutzt worden ist. Die Methode kann nicht nur zur Kontrolle von $\lambda/4$ -Plättchen benutzt werden, sondern kann auch zur Messung jeder anderen Phasenverzögerung dienen. Die Wellenlänge, bei der das Plättchen exakt als $\lambda/4$ -Plättchen benutzt werden kann, kann mit der Apparatur auf 0,2% (im Sichtbaren also auf 10 Å) bestimmt werden.

Dziobek.

7953 **Elliot Charney.** *Dichroic ratio measurements in the infrared region.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 980—983, 1955, Nr. 11. (Nov.) (New York., Columbia Univ., Dep. Chem.) Bestimmungen des dichroitischen Verhältnisses im UR mit den üblichen Geräten können bis zu 300% vom wahren Wert abweichen. Die Fehlerquellen sind hauptsächlich die unvermeidbare Apparatpolarisation sowie die unvollständige Polarisation der üblichen Durchlässigkeitspolarisatoren aus AgCl-Platten. Der Fehler hängt vom wahren Wert des dichroitischen Verhältnisses und von der Extinktion der untersuchten Substanz für parallel zu einer optischen Achse schwingenden Strahlung ab. Außerdem ist noch ein isotroper, frequenzabhängiger Fehler zu berücksichtigen, der von der optischen Unzulänglichkeit des AgCl-Materials herrührt.

Brügel.

7954 **A. S. Makas and W. A. Shureliff.** *New arrangement of silver chloride polarizer for the infrared.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 998—999, 1955, Nr. 11. (Nov.) (Cambridge, Mass., Polaroid Corp., Res. Div.) Der übliche Durchlässigkeitspolarisator für den UR-Bereich besteht aus 6 AgCl-Platten, die unterm BREWSTERschen Winkel durchstrahlt werden. Diese Anordnung bedingt eine zu kompensierende seitliche Verlagerung des Strahls (Durchstrahlung von Planparallelplatten bei schrägem Einfall) sowie relativ große AgCl-Platten. Beide Nachteile vermeidet die hier vorgeschlagene Anordnung von ebenfalls 6, aber kleineren AgCl-Platten, wovon je 3 in einen Satz zusammengefaßt sind, die in entgegengesetztem Sinne geneigt aufgestellt werden.

Brügel.

7955 **G. Ecker.** *Periodische Erscheinungen bei der Metallablösung an der Oberfläche von Mehrstoffsystemen.* Spectrochim. Acta **7**, 219—230, 1955, Nr. 4. (Sept.) (Bonn, Univ., Inst. theor. Phys.) Die von ROSENDAHL und KAISER (s. diese Ber. **34**, 2089, 1955) beobachteten periodischen Vorgänge beim Abfunken von Mehrstoffelektroden werden theoretisch als reiner Ablösevorgang gedeutet. In die zur Beschreibung dieser Vorgänge aufgestellten Differentialgleichungen gehen als Parameter die Ablösewahrscheinlichkeiten der Komponenten, das Mischungsverhältnis, die Wahrscheinlichkeit der Energieübertragung und die Austrittsmöglichkeit aus tieferen Schichten ein. An Hand von vier praktischen Beispielen wird gezeigt, wie sich die erwünschten periodischen Kurven der Zeitabhängigkeit erhalten lassen.

Pruckner.

7956 **A. Bardócz.** *Untersuchungen über Lichtquellen für Spektralanalyse. Ein elektronisch gesteuerter Funkenerzeuger.* Acta phys. hung. **4**, 91—120, 1954, Nr. 2. (Budapest, Akad. Wiss., Zentralforschungsinst. Phys., Spektrosk. Abt.) Verf. gibt zunächst eine historische Übersicht — 80 Literaturzitate — über die verschiedenen Steuerungsmechanismen mit eingehender Kritik der Methoden. Er weist darauf hin, wie wichtig angesichts der modernen genauen direkten Lichtmeßmethoden eine Stabilisierung der Anregung ist und beschreibt eingehend einen elektronischen Steuerungsmechanismus für einen Hochfrequenzfunken-erzeuger. Dieser besteht aus zwei hintereinandergeschalteten Funkenstrecken, deren eine durch einen OHMSchen Widerstand und eine Thyatronröhre überbrückt ist. Erhält das Gitter dieser Röhre, die durch eine negative Vorspannung gesperrt ist, einen positiven Spannungsstoß, so wird erst die nicht überbrückte Funkenstrecke durchschlagen und dann die überbrückte und so die Haupt-

entladung eingeleitet. Die Anordnung und Charakteristik solcher Funkenerzeuger mit Einfach- und Doppelfunkenstrecke werden beschrieben. Ferner die elektronische Steuerung von Zündfunken für die Abreißfunkenstrecke und eines Funkenerzeugers für 100 Funken/sec. Die Wirkungsweise des elektronisch gesteuerten Funkenerzeugers wird an Hand von Oszillogrammen erörtert.

Pruckner.

7957 **A. Bardócz.** *Electronically controlled spectrographic low-voltage spark, interrupted arc and d. c. arc source.* Spectrochim. Acta **7**, 238—241, 1955, Nr. 4. (Sept.) (Budapest, Hung., Acad. Sci., Centr. Res. Inst. Phys., Dep. Spectrosc.) Es wird ein kombinierter Generator beschrieben für elektronisch gesteuerten Niederspannungsfunken, Abreißbogen und Gleichstrombogen. Durch diese Steuerung wird die Zahl der Entladungen pro sec sowie die Anregungsenergie beliebig einstellbar und damit die Anregung weitgehend unabhängig vom Schmelzpunkt des Elektrodenmaterials. Neu an der Anordnung ist, daß die Zündung durch eine elektronisch gesteuerte Funkenstrecke erfolgt, die ihrerseits durch einen Impulsgenerator gesteuert wird. Mit Schaltschema für Bogen- und Funkenkreis und Blockdiagramm des Impulsgeneratorkreises. Ausführliche Veröff. in Acta Technica Hungaria angekündigt. (Vgl. diese Ber. **32**, 1630, 1953, und s. vorstehendes Ref.)

Pruckner.

7958 **A. Bardócz.** *Investigations concerning light sources for spectrum analysis. IV. High voltage spark source with electronic control and its electrical characteristics.* Spectrochim. Acta **7**, 307—320, 1955, Nr. 5. (Dez.) (Budapest, Hung., Hung. Acad. Sci., Centr. Res. Inst. Phys., Dep. Spectrosc.) Beschreibung eines elektronisch gesteuerten Funkengenerators. Die Steuerung erfolgt durch ein Thyatron das seinerseits durch einen Impulsgenerator gesteuert wird, mit dem die Zahl der Entladungen pro sec variiert werden kann. Die Anordnung ist für Zündfunken niedriger Energie ebenso geeignet wie für solche hoher. Die elektrische Charakteristik der Anordnung wird eingehend beschrieben.

Pruckner.

7959 **F. J. Haftka.** *Zur Bestimmung der Transformationszahl κ .* Spectrochim. Acta **7**, 242—245, 1955, Nr. 4. (Sept.) Zur vereinfachten Auswertung von quantitativen spektrochemischen Analysen wird oft die Schwärzungskurve der photographischen Emulsion durch geeignete Transformationen in eine Gerade übergeführt, z. B. durch die SEIDEL-Transformation. Wie KAISER (Spectrochim. Acta **3**, 159, 1948) anführt, ist die Bestimmung von κ dabei recht ungenau. Verf. gibt eine Formel zur Berechnung der Streuung von κ und zeigt, mit welchen Schwärzungswerten und Filterwerten die größte Genauigkeit erzielt wird.

Pruckner.

7960 **W. Marti.** *Elektronische Regulierung der Ladespannung von Kondensatoren in Funkenerzeugern.* Spectrochim. Acta **7**, 246—249, 1955, Nr. 4. (Sept.) (Winterthur. Gebr. Sulzer AG, Phys. Lab.) Beschreibung einer Schaltung zum Konstant halten der Ladespannung des Arbeitskondensators eines Funkenerzeugers. Durch eine trägheitslose elektronische Steuerung wird die Aufladung bei der gewünschten Spannung abgebrochen.

Pruckner.

7961 **Georges Masson d'Autume.** *Sur la compensation mécanique d'un canevas altimétrique obtenu par aérotriangulation.* C. R. Acad. Sci., Paris **239**, 483—484, 1954, Nr. 6. (6. Aug.) Theoretische Untermauerung einer vielfach benutzten Methode der Festlegung des Höhenlageplans bei photogrammetrischen Reihen-aufnahmen.

Dziobek.

7962 **Paul Bousquet.** *Sur un système de franges se produisant dans une lame transparente au voisinage de l'angle limite de réflexion totale.* C. R. Acad. Sci.,

Paris **237**, 516—518, 1953, Nr. 10. (7. Sept.) Eine dünne CaF_2 -Folie wird auf die totalreflektierende Hypotenusenfläche eines Prismas gelegt. Das in der Folie diffus gestreute und dann an deren Grenzflächen mehrfach reflektierte Licht erzeugt an der Grenze der Totalreflexion ein im Unendlichen zu beobachtendes Interferenzstreifensystem gleicher Neigung, dessen Lage vom Lichteinfallswinkel unabhängig ist und aus dessen Form Brechungsindex und optische Dicke der Folie bestimmt werden können. Methfessel.

7963 Turner Alfrey Jr., E. B. Bradford, J. W. Vanderhoff and Gerald Oster. *Optical properties of uniform particle-size latexes*. J. opt. Soc. Amer. **44**, 603—609, 1954, Nr. 8. (Aug.) (Midland, Mich., Dow Chem. Co.; Brooklyn, N. Y., Polytechn. Inst.) Polysterol usw. kann als kolloidale Lösung gleicher Teilchengröße in Wasser hergestellt werden; bei Auftrocknung auf eine Unterlage (Film) ordnen sich die Teilchen in kristalliner Anordnung. Die Durchmesser der Teilchen lassen sich durch die Asymmetrie der Lichtstreuung verdünnter Lösungen (für Teilchen mit Durchmesser unter $276\text{ m}\mu$) durch Beugungsmessungen an den Filmen (bei Durchmessern zwischen $302\text{ m}\mu$ und $481\text{ m}\mu$) und durch Ausmessung des Farbringes (Halo) für Teilchen mit Durchmesser größer als $595\text{ m}\mu$ bestimmen. Kontrolle durch elektronenoptische Bestimmung ergibt befriedigende Übereinstimmung. Es wird vorgeschlagen, diese Filme als Diffraktionsgitter zu benutzen. Dziobek.

7964 W. Weinstein. *Light distribution in the image of an incoherently illuminated edge*. J. opt. Soc. Amer. **44**, 610—615, 1954, Nr. 8. (Aug.) (London, Engl., Imp. Coll. Sci. Technol., Techn. Opt. Sect.) Das Beugungsbild eines Punktes ist, wenn die Aberration des abbildenden Systems kleiner ist als $\lambda/4$, im wesentlichen bedingt durch die von STREHL eingeführte „Definitionsshelligkeit“ und mit Hilfe dieser Definitionsshelligkeit läßt sich der Einfluß der Aberration auf die Bildgüte leicht übersehen. Ist aber die Aberration größer als $\lambda/4$, so verliert der Begriff der Definitionsshelligkeit seinen Sinn, da die Beugungsfigur in zunehmendem Maße kompliziert wird. Für solche Systeme, zu denen die gesamte Photooptik gehört, empfiehlt sich die Betrachtung der Abbildung einer inkohärent beleuchteten Kante; die hierzu nötigen Rechnungen werden durchgeführt.

Dziobek.

7965 William Miller and R. J. Kennedy. *X-ray attenuation in lead, aluminium and concrete in the range 275 to 525 kilovolts*. Radiology **65**, 920—925, 1955, Nr. 6. (Dez.) (Washington, Naval Res. Lab.; Dep. of Health, Educat. a. Welfare.) Meßanordnung und Ergebnisse über die Schwächung der Röntgenbremsstrahlung in Blei, Aluminium und Beton (Dichte $2,35\text{ g/cm}^3$) für Spannungen zwischen 275 und 525 kV werden für schmale und breite Bündeldurchmesser angegeben. Die Ergebnisse werden in Kurven dargestellt, diskutiert und mit den Werten des NBS-Handbook 50 (1) verglichen. W. Hübner.

7966 Ronald S. Paul. *Gamma-ray absorption coefficients at 6.13 Mev*. Phys. Rev. (2) **96**, 1563—1565, 1954, Nr. 6. (15. Dez.) (Richland, Wash., Hanford Atomic Prod. Operation.) Mit der 6,13 MeV γ -Strahlung, die dem β -Zerfall des N^{16} folgt, wurden Absorptions-Messungen gemacht, wobei die γ -Strahlung mit einem NaJ-Scintillations-Spektrometer nachgewiesen wurde. Die gemessenen Absorptionskoeffizienten sind in cm^2g^{-1} : 0,0244 für C, 0,0264 für Al, 0,0309 für Cu, 0,0359 für Sn, 0,0359 für Cd, 0,0436 für Pb, 0,0459 für U, 0,0284 für H_2O und 0,0350 für NaJ. Die statistischen Fehler liegen zwischen 0,2 und 0,4 %. Experimentelle Paarbildungs-Querschnitte wurden abgeleitet und verglichen mit in BORNscher Näherung aus der BETHE-HEITLERSchen Theorie berechneten Querschnitten. Bei Pb und U wurde ein Diskrepanz von 7 bis 8 % festgestellt.

Nierhaus.

7967 L. W. Kurnossowa. *Streuung von Photonen verschiedener Energie an Elektronen.* Fortschr. Phys. **2**, 232—273, 1954, Nr. 5. Der Artikel stellt die Formeln zusammen, welche die Streuung von Photonen verschiedener Energie an Elektronen und anderen Teilchen beschreiben, und schildert die wichtigsten experimentellen Arbeiten auf diesem Gebiet. Die Darstellung wird durch eine Reihe von numerischen Angaben bereichert. 52 Literaturzitate. Inhaltsverzeichnis: Einleitung; 1. Erhaltungssätze für Energie und Impuls bei der COMPTON-Streuung; 2. Wirkungsquerschnitt der COMPTON-Streuung am freien Elektron (differentieller und integraler Streuquerschnitt am ruhenden freien Elektron, Querschnitt der COMPTON-Streuung am bewegten Elektron, Polarisation beim COMPTON-Effekt an orientierten Elektronen, Ergebnisse der neuen Quantenelektrodynamik); 3. COMPTON-Streuung an verschiedenen Elementarteilchen (Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Photonen an geladenen Teilchen mit verschiedenen Spins und magnetischen Momenten, Streuung von Photonen an Nukleonen); 4. Experimentelle Daten für kleine Energien; 5. Experimentelle Daten für große Energien. Daniel.

7968 H. M. Childers and J. D. Graves. *Bipartition angles for Compton scattering by free electrons.* Phys. Rev. (2) **99**, 343—345, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Washington, D. C., Naval Res. Lab.) Für die COMPTON-Streuung freier Elektronen wurden die Halbierungswinkel für die Anzahl der gestreuten Photonen, die Anzahl der Sekundärelektronen, die Energie der gestreuten Photonen und die Energie der Sekundärelektronen in Termen der einfallenden Photonenenergie von 10 keV bis 10 MeV ausgerechnet und tabelliert. (Der Halbierungswinkel für eine Größe ist der halbe Öffnungswinkel des Kegels, in den die Hälfte der Größe gestreut wird.) Die Halbierungswinkel wurden dabei durch direkte Integration der differentiellen Formeln und unter Benutzung verfügbarer Querschnitte ermittelt. Ferner wurden die durchschnittliche Energie des gestreuten Photons und die durchschnittliche Energie des COMPTON-Elektrons ausgerechnet. Es wird eine Formel angegeben für die Wahrscheinlichkeit, daß die Energie des COMPTON-Elektrons in das Energieintervall zwischen E_1 und E_2 fällt. Daniel.

7969 Saul Rosen and Cornelius Eldert. *Least-squares method for optical correction.* J. opt. Soc. Amer. **44**, 250—252, 1954, Nr. 3. (März.) (Philadelphia, Penn., Univ., Moore School Electr. Engng.) Die vorliegende Arbeit stellt einen Versuch dar, mit Hilfe elektronischer Rechenmaschinen ein bereits teilweise korrigiertes optisches System vollständig zu korrigieren. Differenzkoeffizienten werden für eine Reihe von Strahlen abgeleitet. Unter der Annahme einer linearen Abhängigkeit innerhalb eines kleinen Bereiches gelingt es, einen Satz linearer Beziehungen für die gewünschten Korrekturen aufzustellen. Steps.

7970 F. A. Lucy. *Simultaneous correction of meridian aberrations. I. Preliminaries.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 320—322, 1955, Nr. 4. (Apr.) (Los Alamos, N. M., Sci. Lab.) Vor der Korrektur eines optischen Systems für die meridionalen Aberrationen ist es zunächst empfehlenswert, bestimmte Werte für die Starke, die PETZVAL-Summe und die chromatischen Längsaberrationen zu erreichen. Angenäherte Werte, die von einem äquivalenten Dublett abgeleitet sind, können schnell durch ein wiederholtes Rechenverfahren im Paraxialgebiet verfeinert werden. Steps.

7971 J. L. Rayces. *Note on the computation of third-order aberrations.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 999—1000, 1955, Nr. 11. (Nov.) (Southbridge, Mass., Amer. Opt. Co.) Zur Berechnung der Aberrationen dritter Ordnung wird ein Rechengeschema angegeben, das im wesentlichen auf die von HOPKINS (Wave Theory of Aberrations, 1950) abgeleiteten Beziehungen zurückgreift und in einer für die Praxis brauchbaren Form angelegt ist. Steps.

7972 André Maréchal. *L'utilisation du calcul matriciel en optique paraxiale.* Rev. Opt. (théor. instrum.) **35**, 166—171, 1956, Nr. 3. (März.) Die Anwendung des Matrizenkalküls in der geometrischen Optik — insbesondere für paraxiale Strahlen — ist bekannt. Verf. betrachtet den allgemeineren Fall außeraxialer und windschiefer Strahlen. Im Objektraum und Bildraum wird je eine achsen-senkrechte Ebene und in ihnen ein rechtwinklig-rechtshändiges Koordinaten-system mit Ursprung im Achsenschnittpunkt angenommen, deren xx' -Achsen mit der Systemachse zusammenfallen und deren y, z -Achsen der Objektraum-Ebene den y', z' -Achsen der Bildraum-Ebene parallel sind. Zur Strahlkenn-zeichnung werden die komplexen Zahlen $Z = y + iz, Z' = y' + iz'$ ihrer Durchstoßungspunkte mit jenen Ebenen sowie die Strahlneigungen (gegen die y, z -Achsen) $\omega = \beta + iy, \omega' = \beta' + iy'$ benutzt. Im Bereich der GAUSSschen Näherung gilt dann $\begin{pmatrix} Z' \\ \omega' \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} Z \\ \omega \end{pmatrix}$, wo \mathbf{M} eine quadratische Matrix ist, die das optische Instrument vollständig charakterisiert. \mathbf{M} ergibt sich aus den für die einzelnen optischen Flächen bzw. für die einzelnen Teiloptiken geltenden \mathbf{M}_j durch Multiplikation. Ist bei einer Einzelfläche $\omega_N (= \beta_N + iy_N)$ die Neigung der Flächennormalen im Strahleinfallspunkt I, so gilt $n' \omega' - n \omega = (n' - n) \omega_N$ mit $\omega_N = -Z_I/r$. Verf. zeigt, daß man die Elemente der Matrix \mathbf{M} sofort angeben kann. Mit der transversalen (lateralen) Vergrößerung $g = (n/n')(x'/x)$ gilt $\begin{pmatrix} Z' \\ \omega' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g & 0 \\ -1/f' & (n/n')(1/g) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Z \\ \omega \end{pmatrix} = \mathbf{M}_1 \cdot \begin{pmatrix} Z \\ \omega \end{pmatrix}$. Bei einem System aus p brechenden (oder spiegelnden) Flächen gilt die gleiche Formel mit $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 \dots \mathbf{M}_p$. — Weiter geht Verf. auf die Berechnung der Grundgrößen (Brenn-ebenen, Hauptebenen usw.) optischer Systeme mittels Matrizen sowie auf afokale Systeme ein. Picht.

7973 E. Heynacher und H. Slevogt. *Beispiel für die Auswertung einer rotations-symmetrischen Wellenfläche.* Optik, Stuttgart **12**, 59, 1955, Nr. 2. H. Ebert.

7974 Hussein M. A. El-Sum and Albert V. Baez. *Preliminary experiments on X-ray microscopy by reconstructed wave fronts.* Phys. Rev. (2) **99**, 624, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Redlands.) Mit Hilfe der Bremsstrahlung von Al-, Ag- und Au-Antikathoden wurden an einer Punktfokusröhre Mikroschattenaufnahmen von einfachen Objekten wie Drähten, dünnen Gittern und scharfen Ecken gemacht. Die dabei auftretenden Beugungsfiguren weichen von denen bei sichtbarem Licht infolge der Absorption der Röntgenstrahlen ab. Sämtliche Diskrepanzen zwischen den Meßergebnissen und einer früher theoretisch hergeleiteten Formel können dadurch erklärt werden, daß nichtmonochromatische Röntgenstrahlen verwendet wurden. W. Hübner.

7975 Sterling P. Newberry. *X-ray microscope operation and inherent properties.* J. appl. Phys. **25**, 1454, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Co., Gen. Engng. Lab.)

7976 Selby E. Summers. *A new shadow X-ray microscope.* J. appl. Phys. **25**, 1454, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Co., Gen. Engng. Lab.)

7977 James F. Norton and Sterling P. Newberry. *Specimen techniques for use with the X-ray shadow microscope.* J. appl. Phys. **25**, 1454, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Co., Gen. Engng. Lab.) Schön.

7978 W. P. Ayres, P. H. Vartanian and J. L. Melehor. *Frequency doubling in ferrites*. Phys. Rev. (2) **100**, 1791, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Sylvania Electr. Prod. Inc., Electron. Defense Lab.) Schön.

7979 A. I. Mahan and W. F. Malmborg. *Radiation characteristics of semicircular, circular and rectangular surface sources*. J. opt. Soc. Amer. **44**, 644—653, 1954, Nr. 8. (Aug.) (White Oak, Maryl., U. S. Naval Ordn. Lab.) Berechnung der Beleuchtungsstärke auf einem Flächenelement mit beliebigen Koordinaten und beliebiger Orientierung, wenn das Flächenelement von einer Halbkreisfläche, einer Kreisfläche oder einer Rechtecksfläche bestrahlt wird, unter der Voraussetzung, daß die Flächenstrahler dem LAMBERTSchen Gesetz folgen. Die in der Literatur bekannten Formeln ergeben sich zumeist als Spezialfälle der von Verff. erhaltenen allgemeinen Formeln. Dziobek.

7980 C. C. McDonald, A. Kahn and H. E. Gunning. *The photolysis of ammonia at 1849 Å in a flow system*. J. chem. Phys. **22**, 908—916, 1954, Nr. 5. (Mai.) (Chicago, Ill., Inst. Technol., Dep. Chem.) Unter Verwendung einer Hg-Lampe wurde die Molabsorption von NH_3 für die Wellenlänge 1849 Å zu $1,21 \cdot 10^3$ bestimmt. Weiterhin wurde die Photolyse von NH_3 unter statischen und unter dynamischen Bedingungen mit Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 7 und 11 150 cm/sec untersucht; die Quantenausbeute für den NH_3 -Verbrauch war im zweiten Fall etwa doppelt so hoch. Die Zersetzungsgeschwindigkeit war unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit, sie war bei Drucken von 100—560 Torr konstant, stieg aber bei Drucken unter 100 Torr an. Die relative Ausbeute an Hydrazin war im statischen System null, sie nahm mit dem Logarithmus der Strömungsgeschwindigkeit bis auf 84 % bei 1750 cm/sec zu. Daneben entstanden H_2 und N_2 . Die Hydrolyse von Hydrazin wurde ebenfalls untersucht. Sie verläuft nach $2\text{N}_2\text{H}_4 \rightarrow 2\text{NH}_3 + \text{N}_2 + \text{H}_2$. Verff. diskutieren den Mechanismus der Zersetzung. Der Zerfall des Hydrazins muß vom Angriff von Radikalen herrühren. Als Primärschritt wird $\text{NH}_3 + h\nu \rightarrow \text{NH}_2 + \text{H}$ angenommen. M. Wiedemann.

7981 N. Wainfan, W. C. Walker and G. L. Weissler. *Photoionization efficiencies and cross sections in O_2 , N_2 , CO_2 , A , H_2O , H_2 , and CH_4* . Phys. Rev. (2) **99**, 542 bis 549, 1955, Nr. 2. (15. Juli.) (Los Angeles, Calif., Univ., Dep. Phys.) Zwischen 473 und 1100 Å werden mit Hilfe eines Vakuummonochromators die Photoionisationsquerschnitte der oben genannten Gase bestimmt. Dazu werden jeweils einmal die Wirkungsquerschnitte der Gesamtabsorption, zum anderen die ionisierende Wirkung gemessen. Zum Nachweis der Gesamtstrahlungsintensität dient primär eine Thermosäule (1,0 $\mu\text{V}/\mu\text{Watt}$), mit der anschließend ein fluoreszenzensensibilisierter Photoelektronenvervielfacher geeicht wurde. Zur Beurteilung des Ionisationsvermögens können direkt hinter dem Austrittsspalt mehrere Ionisationskammern angebracht werden. Die so erhaltenen Ergebnisse stimmen weitgehend mit denen früherer Autoren überein. Besonders gut vermessen wurden O_2 und N_2 , für die sich Ionisationsquerschnitte von $5\text{—}30 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ (O_2) bzw. $23 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ (N_2) ergaben. Die aus den beobachteten langwelligen Ionisationsgrenzen berechneten Ionisationspotentiale sind in guter Übereinstimmung mit den nach anderen Methoden ermittelten. P. Haug.

7982 Shigeto Yamaguchi. *Application of Ellis' theory on plural electron scattering to razor edge*. J. appl. Phys. **25**, 811—813, 1954, Nr. 6. (Juni.) (Hongo, Tokyo, Japan, Sci. Res. Inst.) Die untersuchte schlechte Schneide der Rasierklinge, Dicke 2000 bis 5000 Å, ist als Mikro-Reflexionsbild dargestellt. Von dieser Schneide wurden Elektronenbeugungsbilder in Transmission bei verschiedener Beschleunigungsspannung aufgenommen; fünf sind reproduziert. In einer Kurve ist die minimale Schneidendicke gegen die Beschleunigungsspannung für Beugungsbilder gleichen Kontrasts aufgetragen. Die Kurve läuft etwa parallel der

von ELLIS für Algemessenen. Nach Festlegen von Beugungsring, Kontrast zwischen Ring und Untergrund und photographischem Material kann aus dem Beugungsbild die minimale Dicke einer Rasierklingschneide bestimmt werden.

Daniel.

7983 **Kuo-Chu Ho.** *On focusing high-current electron beams by the aperture effect.* Phys. Rev. (2) **99**, 1627, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Florida.) Der Effekt wird durch ein elektronenoptisches Triodensystem erhalten. Es wurde eine Gleichung zur Beschreibung des Strahlprofils im Gebiet variierenden elektrischen Feldes abgeleitet. Die Bedingung für kleinsten Strahlradius und die für optimalen Fokus wurden bestimmt. Zur Illustration der Triodenfokussierung wurden zwei numerische Beispiele mit totalen Stromstärken von 50 und 250 μ Amp behandelt. Bei diesem System können die Endenergie der Elektronen und der Gesamtstrom des Strahls getrennt kontrolliert werden.

Daniel.

7984 **Rubin Borasky.** *Extensible area specimen holder for RCA-EMU models electron microscope.* J. appl. Phys. **25**, 1454, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Richland, Wash., Gen. Electr. Co., Biol. Sec., Radiol. Sci. Dep.)

7985 **H. Froula and E. S. C. Bowler.** *On the effects of hysteresis on magnification.* J. appl. Phys. **25**, 1454, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Los Angeles, Calif., Univ., Dep. Engng.)

7986 **W. C. Nixon.** *Some new application of the magnetic lens X-ray microscope.* J. appl. Phys. **25**, 1454, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab.)

7987 **L. E. Preuss and John H. L. Watson.** *A survey of X-radiation dosage from the EMU with special ionization chambers.* J. appl. Phys. **25**, 1455, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Detroit, Mich., Edsel B. Ford Inst. Med. Res.)

Schön.

7988 **Albert Septier.** *Etude expérimentale de l'objectif à immersion électrostatique à électrodes planes: champ extracteur E_0 dans les conditions de focalisation. Aberrations géométriques en dehors de l'axe.* C. R. Acad. Sci., Paris **236**, 58—60, 1953, Nr. 1. (5. Jan.)

Kinder.

7989 **Albert Septier.** *Sur l'obtention d'images électroniques de surfaces bombardées par des ions.* C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 231—233, 1953, Nr. 3. (20. Juli.) Die Sekundärelektronenemission ionenbombardierter Oberflächen wird zu deren Abbildung benutzt. Es werden zwei Anordnungen mit gasförmiger und mit fester Ionenquelle beschrieben: Bei der ersten durchdringen Elektronenstrahlen das am Rande durchlöchernte Objekt, werden durch ein Immersions-Objektiv fokussiert und ionisieren in der Nähe des Brennpunktes das Restgas. Dessen Ionen fallen auf das Zentrum des Objekts und lösen dort Sekundärelektronen aus, die durch das gleiche Objektiv gebündelt, die Abbildung bewirken. — Die feste Ionenquelle ist ringförmig um die optische Achse angeordnet und sendet Li^+ -Ionen aus, die durch ein Objektiv auf die Probe gebündelt werden. Die von dieser ausgehenden Elektronen können die ringförmige Ionenquelle in der Nähe der optischen Achse durchdringen und so auf den Bildschirm gelangen. Ergebnisse: Die Elektronenemission homogener Materialien ist hier gleichmäßig und zeigt keine Unterschiede an verschiedenen Kristallflächen. Inhomogene Objekte liefern dagegen kontrastreiche Bilder. Trotz der verschiedenen Ionenenergien bei gasförmiger Quelle haben die ausgelösten Sekundärelektronen eine einheitliche Geschwindigkeit. Wegen ihrer relativ hohen Eintrittsgeschwindigkeit kann das Auflösungsvermögen nicht besser als einige μ sein.

Kinder.

7990 **Francis W. Bishop.** *Electron-microscope power monitor.* Electronics **36**, 1953, Nr. 1, S. 124—125. (Jan.) (Los Angeles, Univ. Calif., School Med.) Es wird ein

elektronisches Meßgerät beschrieben, mit dem die Konstanz der hohen Spannungen bei Elektronenmikroskopen überwacht werden kann. Wenn das Nullinstrument des Gerätes keine Schwankungen zeigte, hatten die Aufnahmen maximale Schärfe, während bei beobachteten Schwankungen die Brillanz der Aufnahmen geringer war, obgleich bei Beobachtung des Bildes keine Verschlechterung feststellbar war.

Fricke.

7991 Francis W. Bishop. *An improved boat for collecting thin sections for electron microscopy.* Rev. sci. Instrum. **24**, 78—79, 1953, Nr. 1. (Jan.) (Los Angeles, Calif., Univ., Atomic Energy Proj., School Med.) Es wird ein Flüssigkeits-Trog zum Auffangen von Mikrotomschnitten beschrieben, dessen Hauptkennzeichen sind, daß das Messer ohne Verwendung einer Dichtung direkt an die eine Trogseite angeklemt wird und daß das sehr kritische Flüssigkeitsniveau durch Betätigen einer großen Verdrängungsschraube sehr fein reguliert werden kann.

Kinder.

7992 K. Little and C. S. Lees. *Uranium shadowing for electron microscopy.* J. sci. Instrum. **30**, 141, 1953, Nr. 3. (Apr.) (Harwell, Berks., Atomic Energy Res. Establ.) Notiz über die günstigsten Drahtabmessungen für Aufdampfen von Uran auf Präparate für elektronenmikroskopische Aufnahmen.

Fricke.

7993 H. Halma and G. B. Chapman. *A simple ultramicrotome.* J. appl. Phys. **22**, 1455, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Princeton, N. J., RCA Lab. Div.)

Schön.

7994 Nathan A. Coward and W. Albert Noyes jr. *The fluorescence of biacetyl vapor at 4358 Å.* J. chem. Phys. **22**, 1207—1210, 1954, Nr. 7. (Juli.) (Rochester, N. Y., Univ., Dep. Chem.) Während die Fluoreszenzausbeute von Biacetyl-Dampf bei 3660 Å mit steigendem Druck wächst, zeigt sie bei Anregung durch Licht von 4358 Å den umgekehrten Gang, wenn auch mit viel schwächerem Koeffizienten. Bei dieser Wellenlänge ist ferner die Ausbeute unabhängig von der Zahl absorbierteter Quanten pro cm^3 und sec und fällt mit steigender Temperatur. Es sind aber Anzeichen dafür vorhanden, daß sich der Temperaturgang zwischen 60 und 100°C stark ändert. Zugabe von Sauerstoff drückt die Fluoreszenz beträchtlich, eine solche von Isobutylen wenig oder gar nicht herab. — Zur Deutung dieser Beobachtungen müßten noch die photochemischen Eigenschaften herangezogen werden.

P. Haug.

7995 F. J. Studer and D. A. Cusano. *Transparent phosphor coatings.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 493—497, 1955, Nr. 7. (Juli.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Res. Lab.) Durch Aufdampfen von Zn mit ZnCl_2 (bis 30 Gew.-%) im H_2S -Strom auf Glasplatten werden transparente, mit Kathodenstrahlen erregbare $\text{ZnS} \cdot \text{Zn}$ -Filme hergestellt. Durch Zusätze von CuCl , AsJ_3 bzw. P oder durch Reaktion mit einem zuvor aufgedampften Mn-Film können Emissionen mit den den verschiedenen Aktivatoren entsprechenden Banden erhalten werden. Die höchste Helligkeit der gut haftenden, durchsichtigen Phosphor-Filme entspricht 10 bis 20 % derjenigen der üblichen Pulverschirme. Die UV-Erregbarkeit ist gering. Die Vorteile dieser nichtstreuenden Filme gegenüber den üblichen Pulverschirmen werden diskutiert.

Rudolph.

7996 R. W. Smith. *Edge electroluminescence from ZnS single crystals.* Phys. Rev. (2) **100**, 760, 1955, Nr. 2. (15. Okt.) (Princeton, N. J., RCA Lab.) An Einkristallen von ZnS verschiedener Herkunft gemessene Elektrolumineszenzspektren zeigen neben der sichtbaren Emissionsbande eine der Kantenemission entsprechende Emissionsbande im UV (340 mμ), wobei die Emission des Elektrolumineszenzlichtes im gesamten Volumen des Kristalles zwischen den Elektroden beobachtbar ist. Das Auftreten der Kantenemission, die ja als Folge einer Rekombination von

freien Elektronen und Löchern zu deuten ist, spricht dafür, daß außer Elektronen auch Löcher an der Elektrolumineszenz des ZnS beteiligt sind. Rudolph.

7997 D. R. Frankl. *Electroluminescence of zinc sulfide single crystals.* Phys. Rev. (2) **100**, 1105—1111, 1955, Nr. 4. (15. Nov.) Berichtigung ebenda S. 1790, Nr. 6. (Dez.) (Bayside, N. Y., Sylvania Electr. Prod., Phys. Lab.) An ZnS-Einkristallen (mit Ag-Elektroden) wird der zeitliche Verlauf der Elektrolumineszenzintensität J bei Feldanregung im 60 Hz-Halbwellenbetrieb bei Temperaturen zwischen -77 und 25°C und bei verschiedenen Spannungen gemessen. Während einer Halbwelle treten zwei Maxima von J auf, von denen eines mit dem Spannungsmaximum in Phase ist (J_{90}°) und das andere am Ende der Halbwelle liegt (J_{150}°). Messungen der spektralen Verteilung des Lichtes mittels Interferenzfilter ergeben die gleiche Emissionsbande (Maximum um $470\text{ m}\mu$) für beide Maxima. Der Sitz der Emission ist in beiden Fällen das gesamte Kristallvolumen. Ihre Spannungsabhängigkeit unterscheidet sich indessen dadurch, daß J_{150}° bei kleinen Spannungen größer als J_{90}° ist, während bei hohen Spannungen J_{90}° rasch über J_{150}° hinaus wächst. Die Emissionsintensität ist in der Größenordnung 10^{12} Photonen/sec, die Energieausbeute etwa 10^{-5} . Für das Maximum J_{90}° wird etwa ein Lichtquant pro 100 fließende Elektronen emittiert, wie aus Messungen des Leitungs- und Verschiebungsstromes abgeschätzt wird. Eine Raumladungspolarisation ist nicht beobachtbar. Zur Deutung des Mechanismus wird angenommen, daß die über mikroskopische Grenzschichten hinweg beschleunigten Elektronen Lumineszenzzentren anregen, wobei ein angeregtes Elektron des Zentrums einmal sofort in den Grundzustand zurückkehren kann (J_{90}°) oder in einem metastabilen Anregungszustand verharrt (J_{150}°), der unter der Wirkung des elektrischen Feldes aufrecht erhalten wird. Rudolph.

7998 F. H. Nicoll and B. Kazan. *Observation of electroluminescence excited by dc fields in cathode-ray tubes.* Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. **43**, 1012, 1955, Nr. 8. (Aug.) (Princeton, N. J., Radio Corp. of Amer., RCA Labs.) Aluminisierte Leuchtschirme handelsüblicher Bildröhren zeigen Elektrolumineszenz, wenn zwischen die Aluminiumhinterlegung des Leuchtschirmes und die äußere Oberfläche der Frontplatte ein Wechselfeld angelegt wird. Der Effekt tritt nur auf, wenn der Glaskolben gleichmäßig erhitzt wird; er ist jedoch unabhängig von dem in der Röhre herrschenden Druck. Der Effekt scheint daher zu rühren, daß hohe elektrische Felder in dem einzelnen Leuchtstoffkorn erzeugt werden, wobei die Widerstandsschichten, welche die Partikel umhüllen, infolge ihrer „Hinter-einanderschaltung“ den Strom begrenzen und so die Leuchtstoffpartikel vor einem Durchschlag schützen. Röttgardt.

VIII. Werkstoffe

7999 Heinz Voigt. *Dynamische Berstdruckprüfung von Hohlkörpern.* Z. angew. Phys. **8**, 155—158, 1956, Nr. 4. (Apr.) (Kelkheim, Taunus.) Verf. entwickelte eine Apparatur, um das Verhalten von Hohlkörpern bei Beanspruchung mit Druckstößen kurzer Dauer zu messen. Bei diesen dynamischen Abdruckversuchen steht der Prüfling hydraulisch mit einem Druckzylinder und einem Kolben in Verbindung. Es gelang mit dem Gerät in Hohlkörpern von mehreren Litern Inhalt innerhalb von 5 bis 20 msec Druckspitzen bis etwa 200 kp/cm^2 zu erreichen. Von einem Hohlzylinder aus Äthoxylharz mit Glasgewebeeinlage und einem Silumingehäuse sind Oszillogramme veröffentlicht und ihre Auswertung diskutiert. — Zum Schluß werden noch Messungen an Polyamidzylindern gegeben, wobei

statische und dynamische Versuche durchgeführt wurden. Es zeigt sich, daß beträchtliche Unterschiede zwischen den beiden Untersuchungsmethoden bestehen. Die dynamisch beanspruchten Prüflinge wiesen im Mittel einen rund 30 % höheren Berstdruck, als die statisch geprüften Körper auf. Man kann daraus schließen, daß die Zerreißfestigkeit in dem untersuchten Bereich bei rasch stattfindenden Dehnungen größer ist, als bei langsam verlaufenden. Röh m.

8000 W. Prigge. *Elastisch, plastische Vorgänge beim Brinellschen Kugeldruckversuch.* Z. angew. Phys. **7**, 183—186, 1956, Nr. 4. (Apr.) (Braunschweig, Phys.-Techn. Bundesanst.) Es wird das BRINELLSche Kugeldruckmeßverfahren näher untersucht, wobei es das Ziel ist, den elastischen vom plastischen Verformungsanteil zu trennen. Zunächst werden Messungen an Metallen und zwar an Duraluminium, Messing und Stahl durchgeführt. Dabei wird die Abhängigkeit der Tiefe des Eindruckes von der Belastung verfolgt, wobei gezeigt wird, daß der elastische Verformungsanteil von der Preßkraft abhängig ist. Es ergibt sich, daß eine direkte Messung der ermittelten elastischen Spannung nicht möglich ist, sondern daß sie nur indirekt bestimmt werden kann. Eine theoretische Behandlung des Problems war jedoch nur mit Hilfe spannungsoptischer Modellversuche möglich. Es werden noch die Ergebnisse mit der mathematischen Darstellung des elastischen Kontaktprozesses verglichen. Aus den Experimenten und den theoretischen Überlegungen war es möglich, Angaben über die Lokalisierung reibungsfreier Zonen in der Kontaktfläche zu machen. Röh m.

8001 Spectrographic analysis of nominally pure lead. Spectrochim. Acta **7**, 205 bis 213, 1955, Nr. 4. (Sept.) (Brit. Non-Ferrous Metals Res. Ass., Spectrogr. Res. Conn., Lead Anal. Panel.) In Zusammenarbeit mehrerer Laboratorien wurden nach verschiedenen Methoden der Anregung im Blei Ni, Bi, Tl, Cd, Sb, Ag, As, Sn, Cu, Zn und Te in Gehalten von 0,0005 bis 0,005 % bestimmt und die Methoden in bezug auf Reproduzierbarkeit der Werte und Empfindlichkeit verglichen. Zur Feststellung der Empfindlichkeit wurde das Intensitätsverhältnis Linie/Untergrund bei einer Konzentration von 0,005 % jedes Elements gemessen. Sämtliche Methoden erwiesen sich als ziemlich gleich gut geeignet. Besonders empfohlen wird die Verwendung von Kodak B 10 oder Ilford-Process-Platten. Die Reproduzierbarkeit betrug bei höheren Gehalten $\pm 10\%$ bei Spuren $\pm 20\%$. Tabelle der Analysenlinien bezogen auf Pb-Linien als Standard, Vorschritt zur Herstellung der Eichlegierungen. Pruckner.

8002 G. J. Pitt and M. F. Fletcher†. *The spectrographic determination of germanium in coal and flue dust.* Spectrochim. Acta **7**, 214—218, 1955, Nr. 4. (Sept.) (Stoke Orchard near Cheltenham, Centr. Res. Est. I. Nat. Coal Board.) Zur Bestimmung von Germanium in Kohlen und Kohlenrauch wird die Probe verascht, mit Li_2CO_3 als Puffer und SnO_2 als Standard vermengt und Matrizen angefertigt, die im Gleichstrombogen bei 9 Amp in einer Graphitanode gegen die 3 mm entfernte Graphitkathode abgebrannt werden. Analysenlinien: Ge 2551, 18 Å/Sn 2546,55 Å. Die untere Nachweisgrenze für Ge ist $6 \cdot 10^{-6}$. Eine quantitative Bestimmung ist von $24 \cdot 10^{-6}$ aufwärts möglich. Die Übereinstimmung mit der chemischen Analyse liegt bei Gehalten von 0,05 % und weniger innerhalb 0,005 %, bei Gehalten von 0,5 % beträgt sie 0,08 %. Pruckner.

8003 F. T. Birks. *The spectrographic estimation of sub-microgram quantities of beryllium by the cathode layer technique.* Spectrochim. Acta **7**, 231—237, 1955, Nr. 4. (Sept.) (Harwell, Atomic Energy Res. Est.) Proben von 1 mg oder weniger unter Zusatz von 100 ng Mg wurden im Gleichstrombogen von 10 Amp zwischen Graphitelektroden angeregt. Mittlerer Quarzspektrograph, Spalt 15 μ . Mittels der Technik der Kathodenglimmschicht konnten noch $2,0 \cdot 10^{-11}$ g Be bestimmt

werden. Bei mikrophotometrischer Messung der Linie Be 2348,61 Å und der Untergrundstruktur werden noch $1,0 \cdot 10^{-11}$ g festgestellt. Es stören die Fe-Linien 2348,30 Å und 2348,10 Å wenn viel Fe vorliegt, doch können noch $5 \cdot 10^{-11}$ g Be neben 50 µg Fe festgestellt werden.
Pruckner.

8004 **Industrial X-ray. Process Control** 2, 132—134, 1955, Nr. 4. (Apr.) Aufbau und Anwendung von Röntgenanlagen für Grobstrukturuntersuchungen mit Durchleuchtungs- und Aufnahmeeinrichtungen werden allgemein verständlich beschrieben.
W. Hübner.

8005 **Friedrich Eisenkolb. Der Einfluß von Beimengungen auf die Rekristallisationstemperatur des Eisens.** Wiss. Z. d. T. H. Dresden 3, 197—204, 1953/54, Nr. 2.

8006 **H. C. Vacher and C. J. Bechtoldt. Delta ferrite-austenite reactions and the formation of carbide, sigma, and chi phases in 18 chromium-8 nickel-3,5 molybdenum steels.** J. Res. nat. Bur. Stand. 35, 67—76, 1954, Nr. 2. (Aug.) (Washington.)
H. Ebert.

8007 **Hideo Takaki and Yoji Nakamura. The magnetostriction constants of silicon steel. II.** J. phys. Soc. Japan 9, 748—752, 1954, Nr. 5. (Sept./Okt.) (Kyoto, Univ., Fac. Sci.)

8008 **Ken-ichi Hirano and Yutaka Takagi. On the solid solubility of silver in aluminium.** J. phys. Soc. Japan 9, 730—735, 1954, Nr. 5. (Sept./Okt.) (Tokyo, Inst. Technol., Dep. Phys.)
Weidemann.

8009 **Joseph R. Kanagy. Specific heats of collagen and leather.** J. Res. nat. Bur. Stand. 55, 191—195, 1955, Nr. 4. (Okt.) Die spezifische Wärme verschiedener Ledersorten mit wechselndem Feuchtigkeitsgehalt wurde bei 25°C gemessen. Desgleichen an trockenen Gerbmitteln und an Lederfetten. Die Kurven der spezifischen Wärmen bei verschiedenem Feuchtigkeitsgehalt zeigen scharfe Knicke, die eine Phasenänderung des Kollagens anzeigen. Diese wird erklärt durch Änderungen der Schwingungsstärke der polaren Gruppen des Kollagenmoleküls.
Pruckner.

8010 **Günter Freyer. Röntgenographische Untersuchung verschiedener Asbestarten.** Wiss. Z. d. T. H. Dresden 3, 147—149, 1953/54, Nr. 2.
H. Ebert.

8011 **Z. Gyulai. Durch Kristalle verursachte Zerstörungswirkungen in porösen Materialien.** Acta phys. hung. 4, 189—196, 1955, Nr. 3. (Budapest, Techn. Univ. Bauind., Inst. Exp. Phys.) Nadelförmige oder wollartige NaCl-Kristalle, deren Dickenabmessungen zwischen 1 und 10 µ liegen, wachsen an porösen Körpern wie Porzellanen, Fayencen oder anderen keramischen Materialien, wenn diese NaCl-Lösung aufgesaugt haben. Die Kristalle wachsen erst nach Monaten aus der nach Aufsaugen der Lösung oberflächlich abgetrockneten Unterlage heraus. Nach noch längerer Zeit (ca. zwei Jahre, während der die Probekörper an der Luft standen) entstehen an ihnen Aufquellungen, Abbröckelungen und Sprünge, die offenbar in einer NaCl-Kristallbildung im Innern der Proben ihre Ursache haben. Solche Prozesse sollen auch eine allgemeine Bedeutung bei der Verwitterung von Baumaterialien haben.
H. C. Wolf.

IX. Biophysik

8012 **Kosuke Ohki. An electronic theory of transition metal enzymes and catalysts.** Experientia 10, 439—440, 1954, Nr. 10. (15. Okt.) (Fukuoka, Japan, Kyushu

Univ., Res. Inst. Sci. Ind.) Übergangsmetalle spielen als industrielle wie als Biokatalysatoren bei Oxydations-Reduktionsprozessen eine wichtige Rolle; die Hämproteine behandelt Verf. ausführlich. Verf. kommt zu dem Schluß, daß für derartige Prozesse geschlossene Schalen mit hohen Bahnmomenten wie etwa die geschlossene d-Schale bei Atomen oder die geschlossene π -Schale bei Molekülen besonders günstig sind. Er definiert einen Pt-ähnlichen Zustand mit 9 d-Elektronen.

M. Wiedemann.

8013 V. Caglioti, A. Ascenzi and M. Seroceo. *Infrared spectrometric research on the relation between ossein and inorganic bone fraction*. *Experientia* **10**, 371—372, 1954, Nr. 9. (15. Sept.) (Rome, Univ., Inst. Gen. Inorg. Chem. and Inst. Morbid Anatomy.)

Schön.

8014 U. W. Arndt and D. P. Riley. *The structure of some proteins as revealed by an X-ray scattering method*. *Phil. Trans. (A)* **247**, 409—439, 1955, Nr. 932. (24. März) (London, Roy. Inst.)

H. Ebert.

8015 Alexander Kolin. *Separation and concentration of proteins in a pH field combined with an electric field*. *J. chem. Phys.* **22**, 1628—1629, 1954, Nr. 9. (Sept.) (Chicago, Ill., Univ.) Wird ein Feld veränderlicher Wasserstoffionen-Konzentration aufrechterhalten und ein Strom in der Richtung des zunehmenden pH durchgeschickt, so kommt es zu einer Anreicherung amphoterer Substanzen am Punkt, der ihrem isoelektrischen pH entspricht. Das Verfahren eignet sich zur Identifikation und Trennung von Proteinen, Polypeptiden und Aminosäuren. Es wurde an einer 1%igen Hämoglobinlösung mit Zusatz von Glycerin in einem U-Rohr zwischen einem Puffer vom pH 2,6 mit Zusatz von Rohrzucker und einem Puffer von pH 9,6 geprüft, sowie zur Trennung von Hämoglobin und Cytochrom C.

M. Wiedemann.

8016 E. V. Weiner and R. E. Peterson. *G-M well counter for determining activity in large volumes*. *Nucleonics* **13**, 1955, Nr. 7, S. 54—55. (Juli.) (Iowa City, Iowa, Veterans Admin. Hosp., Radioisotope Unit.) Bei der diagnostischen Anwendung von Radioisotopen ist häufig die Aktivität von größeren Mengen von Urin zu messen. Für solche Untersuchungen hat sich ein Meßbehälter, der in seinem Innern 12, in 2 Gruppen zu je 6 parallel geschaltete GEIGER-MÜLLER-Zählrohre enthält, als zweckmäßig erwiesen. Das zylindrische Gefäß (Höhe 28 cm, Durchmesser 19 cm) kann eine 4,5 Liter-Flasche aufnehmen. Messungen mit ^{131}I , P^{32} und Fe^{59} in Konzentrationen zwischen 0,2 und 100 μC ergaben eine Zählrate proportional zur Aktivität. Der empfindlichste Bereich liegt in halber Höhe. Als beste Methode wird empfohlen, alle Lösungen auf 2 l zu verdünnen. In Tabellenform wird die Empfindlichkeit für verschiedene in Wasser gelöste Isotope angegeben. Der Vorteil des Meßbehälters wird darin gesehen, daß die Proben einfach und bequem herzustellen und keine umständlichen Maßnahmen wie Trocknen, Pipettieren usw. erforderlich sind. Der Anwendungsbereich liegt vor allem bei großen Volumina. Multipliziert man das Ansprechvermögen mit der Aktivität, so ergibt sich für die Meßkammer ein besserer Gütefaktor als für einen Szintillationszähler.

Röbert.

8017 E. M. Deeley. *An integrating microdensitometer for biological cells*. *J. sci. Instrum.* **32**, 263—267, 1955, Nr. 7. (Juli.) (London, Univ., King's Coll., Wheatst. Phys. Lab.)

H. Ebert.

8018 F. S. Sjöstrand and V. Hanzon. *Electron microscopy of the Golgi apparatus of the exocrine pancreas cells*. *Experientia* **10**, 367—369, 1954, Nr. 9. (15. Sept.) (Stockholm, Karol. Inst., Dep. Anatomy.)

Schön.

8019 F. S. Sjöstrand and Ebba Andersson. *Electron microscopy of the intercalated discs of cardiac muscle tissue.* *Experientia* **10**, 369—370, 1954, Nr. 9. (15. Sept.) (Stockholm, Karol. Inst., Dep. Anatomy.)

8020 G. F. Bahr. *Larger section areas for electron microscopy by aid of ultrasonics.* *Experientia* **11**, 239, 1955, Nr. 6. (15. Juni.) (Stockholm, Karolinska Inst., Inst. Cell Res. Genetics.) Schön.

8021 P. G. M. Dawe and J. A. Deutsch. *An audio-frequency meter for graphing frequency variations in the human voice.* *Electron. Engng* **27**, 2—6, 1955, Nr. 323. (Jan.) (Oxford, Univ., Inst. Exp. Psychol.) Ein Gerät wird beschrieben für psychologische Untersuchungen insbesondere der menschlichen Stimme, der Tonhöhe und den Tonänderungen bei Gesang. Es wird eine Gleichspannung erzeugt, die direkt proportional der Frequenz der Eingangsspannung am Gerät ist und die ein Schreibgerät betreiben kann. Die Anordnung folgt den Änderungen der Eingangsfrequenz mit einer zeitlichen Verzögerung von nur etwa einer Schwingung, da keine integrierenden Netzwerke verwendet werden. Die beiden vorgesehenen Frequenzbereiche von 90 bis 180 Hz und 180 bis 360 Hz sind ausreichend, weil sie bei der Prüfung am wichtigsten sind. Die Gesamtschaltung als Blockschaltbild und die genauen Schaltbilder von Filtern und Rechteckgeneratoren werden angegeben und diskutiert. Oszillogramme gesungener Töne von 130 Hz und Tonüberhänge von 125 auf 135 Hz werden als Beispiele gezeigt. B. Krüger.

8022 F. Verzář. *Veränderungen der thermoelastischen Eigenschaften von Sehnenfasern beim Altern.* *Experientia* **11**, 230, 1955, Nr. 6. (15. Juni.) (Basel, Univ., Physiol. Inst.) Schön.

8023 Jack M. Fugate. *A masking technique for isolating the pupillary response to focused light.* *J. opt. Soc. Amer.* **44**, 771—779, 1954, Nr. 10. (Okt.) (Columbus, Ohio, Univ., School Optom.) Zur Untersuchung der Pupillenreaktion wird neben der üblichen Technik mit Lichtblitzen und Aufnahmen im Infrarot eine Maskentechnik benutzt. Bei dieser wird die Netzhaut an einen Fixierapparat 4 bis 5 sec adaptiert und dann bei zusätzlicher Blitzreizung von 15° und geringerer Ausdehnung gereizt. Für die Pupillenreaktion ist das Streulicht maßgebend. Die absolute Empfindungsschwelle der Netzhaut und der Pupille liegen an der gleichen Stelle. Schober.

8024 Alexandre Ivanoff. *Night binocular convergence and night myopia.* *J. opt. Soc. Amer.* **45**, 769—770, 1955, Nr. 9. (Sept.) (Paris, Museum Nat. Histoire Naturelle.) Mit der Entstehung der Nachtmyopie bei geringen Gesichtsfeldleuchtdichten ist auch eine Einschränkung der Konvergenzbreite verbunden. Diese entsteht nicht nur bei rechtsichtigen, sondern auch, wie die Messungen des Verf. zeigen, bei kurzsichtigen und übersichtigen Personen. Die Abnahme der Konvergenzbreite ist bereits im Leuchtdichteniveau zwischen 0 und 0,01 asb zu bemerken. Unterhalb 10^{-3} asb nähert sich die Konvergenz einem Grenzwert, der in totaler Dunkelheit erreicht wird und vom Abstand der Testzeichen unabhängig ist. Der nächtliche Konvergenzkrampf wirkt wieder auf den Akkommodationsmechanismus zurück und erzeugt die von OTERO entdeckte Krümmungszunahme der menschlichen Augenlinse bei geringen Gesichtsfeldleuchtdichten. Schober.

8025 J. M. Otero y M. Aguilar. *La acomodación en la miopia nocturna.* *An. Soc. esp. Fis. Quim. (A)* **49**, 127—129, 1953, Nr. 3/4. (März./Apr.) (Madrid, Inst. Opt. „Daza de Valdés“.) Der Akkommodationseffekt der Nachtmyopie ist von der Pupillenweite unabhängig, wie die Untersuchungen der Verff. mit künstlichen Pupillen zwischen 2 und 7 mm zeigen. Schober.

8026 M. H. Wilson and R. W. Brocklebank. *Complementary hues of after-images.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 293—299, 1955, Nr. 4. (Apr.) (Worcestershire, Glent, Engl.-Goethean Sci., Found.) Der Farbton der negativen Nachbilder gefärbter Oberflächen wird mit Hilfe des MUNSSELL-Atlas genau untersucht. Er stimmt bekanntlich nicht mit der Kompensativfarbe überein. Die größten Abweichungen zeigen sich im Gebiet des Orange und Blau. Die Änderung gegenüber der Kompensativfarbe ist die gleiche wie bei Mischfarben, in denen die Sättigung herabgesetzt wird. Eine graphische Darstellung im Farbdreieck der IBK ist angeführt.
Schober.

8027 G. Breitling und R. Glocker. *Einfluß der Polarisationskorrektur (Fermi-Korrektion) des Elektronenbremsvermögens auf die Dosismessung bei ultraharten Röntgenstrahlen.* Naturwissenschaften **42**, 483, 1955, Nr. 17. (Sept.) (Stuttgart, T. H., Röntgeninst.) Bei der Ermittlung der Energie, die durch ionisierende Strahlen in einer Materie umgesetzt wird, mit Hilfe der BRAGG-GRAYSchen Beziehung muß bei festen Stoffen am Verhältnis der Elektronenbremsvermögen für Gewebe und Luft oberhalb 1 MeV eine Polarisations-(FERMI-) Korrektur, die energieabhängig ist, angebracht werden. Während der früher berechnete und gemessene Korrekturfaktor für die Elektronen eines 15 MeV-Betatrons etwa 0,90 beträgt, beträgt er bei Röntgenstrahlen gleicher Maximalenergie nur $0,96_5 \pm 0,02$. Die Erklärung hierfür liegt darin, daß in dem einen Fall die Elektronen von außen in den Stoff eingeschossen werden, im anderen Fall erst durch die Röntgenstrahlen innerhalb des Stoffes ausgelöst werden. Eine genaue Rechnung bestätigt das Ergebnis.
W. Hübner.

8028 G. Breitling, R. Glocker und S. Rösinger. *Chemische Dosismessung bei schnellen Elektronenstrahlen (15 MeV).* Naturwissenschaften **42**, 507—508, 1955, Nr. 18. (Sept.) (Stuttgart, T. H., Röntgeninst.) Dosismessung auf der Grundlage der strahlenchemischen Methode wurden mit einer hochverdünnten wäßrigen FeSO_4 -Lösung durch spektralphotometrische Bestimmung des gebildeten 3-wertigen Eisens vorgenommen. Das Verhältnis aus der auf diese Weise ermittelten Dosis zu der aus der Luftionisation gewonnenen Dosis wurde mit dem Dosisverhältnis, bestimmt aus der Fluoreszenz eines luftäquivalenten Kristalles und der Luftionisation, verglichen, um die Erklärung dafür zu bestätigen, daß dieses Verhältnis infolge der Polarisationskorrektur und der Elektronenbremsung in festen Stoffen oberhalb 1 MeV von eins abweicht. Die Empfindlichkeit des chemischen Verfahrens konnte erheblich gesteigert werden, so daß die untere Nachweisgrenze bei 300 r liegt. Die gemessenen Dosisverhältnisse stimmen mit den theoretisch berechneten sehr gut überein und bestätigen die früheren Ergebnisse.
W. Hübner.

8029 K. Sommermeyer und G. Heiner. *Strahlenschutzüberwachung durch photographische Registrierung von Fluoreszenz.* Naturwissenschaften **42**, 508, 1955, Nr. 18. (Sept.) (Freiburg i. Br., Radiol. Inst.) Die Abhängigkeit der Filmschwärzung von der Energie und der Art der einfallenden Strahlung kann dadurch weitgehend vermieden werden, daß die Schwärzung des Filmes vorwiegend durch das Fluoreszenzlicht eines organischen Leuchtkristalls verursacht wird. Von geringem Nachteil ist höchstens der SCHWARZSCHILD-Effekt. Die Empfindlichkeit der beschriebenen Anordnung ist größer als bei einfachen Filmplaketten für Strahlenschutzmessungen und kann noch gesteigert werden. Einige Meßergebnisse werden mitgeteilt.
W. Hübner.

8030 R. Thoraes, W. J. Oosterkamp, J. Proper, R. Jaeger, B. Rajewsky, E. Bunde, M. Dorneich, D. Lang und A. Sewkor. *Vergleichsmessungen des internationalen „röntgen“ im Bereich von 8 kV bis 170 kV Erzeugungsspannung.* Strahlentherapie **98**, 265—270, 1955, Nr. 2. (Okt.) (Stockholm, Radiofys. Inst.; Eindhoven

Phillips' Forschungslab.; Braunschweig, Phys.-Tech. Bundesanst.; Frankfurt a. M., Max-Planck-Inst. Biophys.) Die Ergebnisse der Vergleichsmessungen zwischen den Standardmeßanlagen des Max-Planck-Institutes für Biophysik in Frankfurt, einer schwedischen und einer niederländischen Standardkammer werden mitgeteilt. Im Gebiet der harten Röntgenstrahlen betragen die Abweichungen nur wenige Promille, während sie im Gebiet der weichen Röntgenstrahlen bis auf 2 und 3 % ansteigen.
W. Hübner.

8031 W. Kossel, U. Mayer und H. C. Wolf. *Simultan-Dosimetrie von Strahlungsfeldern im lebenden Objekt.* Naturwissenschaften **41**, 209, 1954, Nr. 9. (Mai.) (Tübingen, Univ., Phys. Inst.)

8032 H. Burger, J. Lehmann und U. Mayer. *Die Anwendung der Simultandosimetrie bei der intravaginalen Röntgenbestrahlung der Parametrien.* Naturwissenschaften **41**, 209—210, 1954, Nr. 9. (Mai.) (Tübingen, Univ.-Frauenklin.)

H. Ebert.

J. DePangher and W. C. Roesch. *A neutron dosimeter with uniform sensitivity from 0,1 to 3,0 MeV.* Phys. Rev. (2) **100**, 1793, 1955, Nr. 6. (15. Dez.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Gen. Electr. Co.)

8033 J. Meyer-Arendt und M. Bayer. *Absorptionsspektrum von Melaninpigment.* Experientia **10**, 371, 1954, Nr. 9. (15. Sept.) (Hamburg, Univ., Pathol. Inst.)
Schön.

8034 R. Sigmund und E. Witte. *Über den Einfluß von Objektgröße und Reichweite der Sekundärelektronen auf die biologisch wirksame Dosis bei Anwendung ionisierender Strahlen.* Strahlentherapie **98**, 271—276, 1955, Nr. 2. (Okt.) (Göttingen, Univ., Inst. Med. Phys. u. Biophys.) Drosophila-Eier, deren Halbmesser nicht wesentlich größer ist als die Reichweite der Sekundärelektronen der verwendeten Röntgenstrahlen von 50 und 180 kV wurden bei sonst gleicher geometrischer Anordnung 1. zwischen zwei Agar-Schichten, 2. auf einer Agar-Schicht und 3. auf einer Celluloidmembran ($1\ \mu$) bestrahlt und die Letalraten in Abhängigkeit von der frei in Luft gemessenen Dosis ermittelt. Dabei zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Kurven von der Anordnung und dem Medium, auf das die Eier aufgebracht wurden. Der Effekt wird so gedeutet, daß die biologisch wirksame Dosis infolge des Verlustes an Sekundärelektronen und infolge der Streuung gegenüber der in Luft gemessenen Dosis herabgesetzt wird.
W. Hübner.

8035 James T. Brennan, Payne S. Harris, Robert Emerson Carter and Wright H. Langham. *The biological effectiveness of thermal neutrons on mice. II.* Nucleonics **12**, 1954, Nr. 4, S. 31—35. (Apr.) (Los Alamos, N. M., Univ., Sci. Lab.)
H. Ebert.

8036 H. G. Aach. *Über einige Ähnlichkeiten der Lichtwirkung auf grüne Pflanzen und auf das tierische Auge.* Z. Naturf. **9b**, 481—486, 1954, Nr. 7. (Juli.) (Tübingen, Max-Planck-Inst. Biol., Abt. Melchers.) Sowohl in der Pflanze als auch im tierischen Auge ist der Farbstoffapparat auf mäßige Beleuchtung eingestellt. Bei geringen Beleuchtungsstärken steht mehr Farbstoff für photochemische Reaktionen zur Verfügung als bei hohen Beleuchtungsstärken. Lichtempfindlichkeit und Adaptation sind zwei im Grunde verschiedene Vorgänge. Für die Lichtempfindlichkeit ist der Gehalt an normalen photosensiblen Stoffen und nicht der inaktive oder gar dessen Spalt- oder Folgeprodukte verantwortlich. Pflanzen und Tiere besitzen Schutzeinrichtungen gegen vorübergehende oder anhaltende übermäßige Beleuchtung. Außerdem besitzen sie eine gewisse Fähigkeit zur Stabilisierung der Farbstoffe. Am Beispiel des Chlorophylls werden die Lichtempfindlichkeit und die Adaptationsvorgänge bei der Pflanze demonstriert.

Schober.

8037 M. J. Cook, K. Z. Morgan and A. G. Barkow. *Validity of the current practice of using single-exposure data to calculate maximum permissible concentrations in air and water for continuous exposure to radioisotopes.* Phys. Rev. (2) **99**, 1628 bis 1629, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Oak Ridge Nat. Lab. Marquette Univ.) Die übliche Bestimmung maximal zulässiger Konzentrationen radioaktiver Isotope durch Tierversuche besteht darin, daß die Daten, die aus einer einmaligen Verabreichung von radioaktiven Isotopen erhalten wurden, zur Berechnung der Dosis bei kontinuierlicher Aufnahme unter Gleichgewichtsbedingungen dient. Hierbei wird die einfache Annahme gemacht, daß der Abfall der Aktivität in jedem Organ nach einer Funktion $e^{-\lambda t}$ erfolgt, mit $\lambda = \lambda_r + \lambda_b$, λ_r radioaktive Zerfallskonstante, λ_b biologischer Koeffizient. Zur Prüfung der Zulässigkeit dieser Methode wurde Co^{60} an 196 Mäusen in einer einmaligen Gabe mittels einer Magensonde verabreicht und an weitere 179 Mäuse kontinuierlich während zwei Monaten durch eine konstante Co^{60} -Konzentration im Trinkwasser. In regelmäßigen Abständen wurde an Tieren beider Gruppen die in inneren Organen enthaltene Co^{60} -Aktivität gemessen. Die aus einer einmaligen Verabreichung berechneten maximal zulässigen Konzentrationen stimmten innerhalb eines Faktors 2 mit denen aus der kontinuierlichen Aufnahme bestimmten überein. Die Experimente werden mit anderen radioaktiven Isotopen und an weiteren Tierarten fortgesetzt.

R. Bock.

L. E. Preuss and John H. L. Watson. *A survey of X-radiation dosage from the EMU with special ionization chambers.* J. appl. Phys. **25**, 1455, 1954, Nr. 11. (Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Detroit, Mich., Edsel B. Ford Inst. Med. Res.)

Schön.

X. Astrophysik

8038 Gerhard Schwesinger. *Optical effect of flexure in vertically mounted precision mirrors.* J. opt. Soc. Amer. **44**, 417—424, 1954, Nr. 5. (Mai.) (Fort Monmouth, N. J., Sign. Corps Engng. Lab.) Die Bildgüte großer Konkavspiegel wird beeinträchtigt durch Temperatureinflüsse, innere Spannungen und vor allem durch Verformungen infolge des Gewichtes des Spiegels, insbesondere, wenn die Richtung der Gravitation in die Richtung der optischen Achse fällt. Stehen Gravitationsrichtung und optische Achse senkrecht zueinander, so ist der Einfluß zwar viel geringer, aber auch dann nicht völlig zu vernachlässigen, wie man es vielfach infolge des Fehlens exakter Unterlagen getan hat. Um exakte Unterlagen zu schaffen, berechnet Verf. die Verformung des Spiegels und die sich aus der Verformung ergebende Verschlechterung der Bilddefinition. Die gewonnenen Resultate erlauben dem Verf., die verschiedenen Arten der Spiegelaufstellung mit einander zu vergleichen. Messungen an einem Spiegel von 69 Zoll Öffnung (f:4,35) und einem Spiegel von 82 Zoll Öffnung (f:4) waren in Übereinstimmung mit den Rechnungen des Verf.

Dziobek.

8039 Kurt Wegener. *Die Registrierung der Energie-Verteilung im Sonnen-Spektrum.* Geofis. pur. appl. **26**, 191—197, 1953, (Graz. Univ., Inst. Meteorol. Geophys.) In der Einleitung legt Verf. seine Gedankengänge über die Messung der Intensität der Sonnen-Strahlung dar, die er bereits verschiedentlich zum Ausdruck brachte (s. diese Ber. **31**, 158, 1031, 1511. 1952. — **33**, 1910, 1918, 1920, 3435, 1954). — Beschreibung einer Versuchsanordnung mit fünf Prismen, die eine mechanische Registrierung der Energie-Verteilung im Sonnenspektrum mit Hilfe eines Bimetall-

Thermometers der Vacuum Schmelze A. G. Hanau/M (110 mm Länge, 3 mm Breite und 0,2 mm Dicke) ermöglicht. Stöckl.

8040 H. H. Klinger. *Ergebnisse und Probleme der Radioastronomie.* Elektronische Rdsch. **9**, 217—226, 1955, Nr. 6. (Juni.) Zusammenfassender Bericht in systematischer Darstellung. Gliederung: 1. Technik der Radioastronomie (Wellenbereich, Richtantennen, Interferometer, Beugungsgitter, Empfangsverfahren, Maßeinheiten); 2. Radiowellen-Emission der Sonne (Strahlung der ungestörten Sonne, Emission aus Sonnenfleckengebieten, eruptive Emission, Mechanismus der eruptiven Strahlung); 3. Kosmische Radiowellen (Diffuse Strahlung der Milchstraße, Radiosterne, Radiowellen von extragalaktischen Nebeln, Linienstrahlung des interstellaren Wasserstoffs bei $\lambda = 21$ cm Wellenlänge); 4. Radioastronomie und Ionosphäre. Schrifttum. Weidemann.

8041 H. H. Theissing, P. Caplan and P. Stelle. *Measurements of the solar millimeter wave spectrum.* J. opt. Soc. Amer. **45**, 405, 1955, Nr. 5. (Mai.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Signal Corps Eng. Lab.) Das Sonnenspektrum im Wellenlängenbereich zwischen 1 m und 10 mm wurde mit Hilfe eines Scheinwerferspiegels von 1,50 m Durchmesser und etwa 1,10 m Brennweite vermessen. Zur Abtastung des Spektrums dienten Kupferdrahtnetze veränderlichen Drehabstandes, deren Durchlässigkeit als Funktion der Wellenlänge empirisch ermittelt wurde. Es ergibt sich ein Maximum bei λ 1,1 mm, ein steiler Abfall bei λ 0,9 mm. Kiepenheuer.

8042 Dorothy E. Trotter et Charlotte Pecker. *Phase du cycle solaire actuel.* C. R. Acad. Sci., Paris **239**, 633—635, 1954, Nr. 10. (6. Sept.) Der Verlauf der Gesamthelligkeit der grünen Korona (λ 5303) wird für die beiden letzten Aktivitätsminima der Sonne in den Jahren 1944 und 1954 mit der Fleckentätigkeit verglichen. Kiepenheuer.

8043 A. Keane. *The gravitational compression of an elastic sphere.* Aust. J. Phys. **8**, 167—175, 1955, Nr. 1. (März.) (Wollongong, N. S. W., Wollongong Tech. Coll.) Im Anschluß an Fragen des Planetenaufbaus wird ein Modell einer Kugel aus homogenem, elastischem Material im hydrostatischen Gleichgewicht durchgerechnet. Wenn die Änderung der Inkompressibilität α mit dem Druck gegeben ist durch $d \alpha / d p = n = \text{const}$ ergibt sich eine obere Grenze für den Radius R für $n \leq 2$ und eine untere Grenze für I/MR^2 (I : Trägheitsmoment; M : Masse) für alle n . Die Ergebnisse können auch auf eine Kugel angewandt werden, für die $d \alpha / d p$ monoton mit dem Druck abnimmt. Wenn für $p \rightarrow \infty$ $d \alpha / d p$ gegen $5/3$ geht, erhält man $0,4 > I/MR^2 > 0,23$ und $R_{\text{max}} = 10^4$ km. Es wird gefolgert, daß bei den vier großen Planeten das schwere Material im Zentrum konzentriert ist, besonders bei Saturn. Die Ergebnisse RAMSEYS (s. diese Ber. **31**, 674, 1952) legen nahe, daß Jupiter der nahezu größtmögliche Planet ist. Der gefundene Maximalwert des Radius steht nicht im Widerspruch zu den quantenmechanischen Rechnungen für eine Wasserstoffkugel. Weidemann.

8044 Harold C. Urey. *The cosmic abundances of potassium, uranium, and thorium and the heat balances of the earth, the moon, and Mars.* Proc. nat. Acad. Sci., Wash. **41**, 127—144, 1955, Nr. 3. (März.) (Chicago, Univ., Dep. Chem.) Nach Theorien des Verf. und von KUIPER (s. Proc. nat. Acad. sci., Wash. **40**, 1025, 1954) sind radioaktive Elemente oder Isotope maßgeblich am Aufbau der Planetenkörper beteiligt, indem die Planetenmaterie durch radioaktiven Zerfall aufgeweicht und unter Umständen zum Schmelzen gebracht werden kann. Diese Wärmeezeugung hängt von dem Energievorrat der einzelnen Elemente und von der chemischen Häufigkeit in der Planetenmaterie ab. Verf. macht plausibel, warum die Häufigkeit der radioaktiven Elemente K, U und Th, wie sie in Steinmeteoriten

(Chondrite) gefunden wird, um einen Faktor 3,19 größer ist als die mittlere Häufigkeit dieser Elemente in den übrigen planetarischen Körpern. Mit dieser geringeren Häufigkeit lassen sich die thermischen Bedingungen der Erde im Laufe ihrer zeitlichen Entwicklung, die Oberflächenstrukturen des Mondes und das Nichtvorhandensein eines inneren Kernes des Planeten Mars verstehen. In den Kreis der Betrachtungen werden noch weitere instabile radioaktive Isotope als Wärmeerzeuger (z. B. Al^{26}) einbezogen. Welche Elemente (mit entsprechenden Halbwertszeiten) an diesen Prozessen beteiligt sind, hängt von dem Alter des Planetensystems (10^9 Jahre für Planeten, 10^6 Jahre für Meteoriten) ab. Lamla.

8045 C. Hoffmeister. *Bemerkung über die elektrophysikalische Bestimmung der Geschwindigkeiten von Meteoriten.* Naturwissenschaften **42**, 458, 1955, Nr. 16. (Aug.) (Sonneberg, Dtsch. Akad. Wiss. zu Berlin, Sternwarte Sonneberg.) Der Verf. weist darauf hin, daß die mit Hilfe von Radarmethoden gemessenen Meteorengeschwindigkeiten möglicherweise systematische Fehler enthalten. Das Anwachsen der durch den Meteor erzeugten Ionensäule zur wirksamen Größe erfolgt in endlicher Zeit; dieses Zeitintervall ist in höheren (dünnere) Atmosphärenschichten vermutlich kleiner als in niedrigeren (dichteren) Schichten, so daß der die Reflexion bewirkende Ionenschlauch vermutlich dem Meteor mit etwas geringerer Geschwindigkeit folgt. Ein Effekt von nur einigen Prozent würde bereits einen Teil der parabolischen Geschwindigkeiten nach der hyperbolischen Seite verschieben, womit sich zeigt, daß die Frage nach der Herkunft der Meteore im Prinzip noch offen ist. Hunger.

8046 A. A. Weiss. *Radio echo observations of meteors in the southern hemisphere.* Aust. J. Phys. **3**, 148—166, 1955, Nr. 1. (März.) (Adelaide, Univ., Dep. Phys.) Von Juni 1952 bis Ende 1953 wurden in Adelaide mit zwei identischen Systemen von je sechs Yagi-Antennen im Erhebungswinkel von 9° (horizontaler Abstand: 1,2 λ ; Halbwertsbreite 4° ; 67 MHz; Impulsfolge: 47 Hz) und mit einer zum Zenit gerichteten Anordnung nach ROBERTSON et al. (J. atmos. terr. Phys. **4**, 255, 1953) (Antennengewinn: 25; erste Nullstelle bei 45° ; 26,8 MHz) Echos aufgenommen. Radianzen und Aktivitäten von sechs bekannten Schauern (Geminiden, Arietiden, ζ -Perseiden, δ -Aquariden, Corona Australiden und Orioniden) wurden gemessen, bei einigen davon Massen- und Höhenverteilung bestimmt. Ferner wurden die täglichen und jahreszeitlichen Schwankungen der sporadischen Meteore registriert. Tägliche Variationen in der Verteilung nach der Höhe können nicht durch die Apex-Bewegung erklärt werden. Weidemann.

8047 C. D. Ellyett and K. W. Roth. *The radar determination of meteor showers in the southern hemisphere.* Aust. J. Phys. **3**, 390—401, 1955, Nr. 3. (Sept.) (Christchurch, N. Z., Canterbury Univ. Coll.) Während des Jahres 1953 wurden in Christchurch, Neuseeland, Radarmeteorbeobachtungen durchgeführt. Zwischen Juni und August konnten mehrere Nachtschauer registriert werden, in Übereinstimmung mit den älteren visuellen Beobachtungen. Darüber hinaus wurden auf der südlichen Hemisphäre im Juni und Oktober zwei neue, mäßig starke Tagesströme entdeckt, sowie ferner im Dezember eine erhebliche Nachtaktivität. Die meisten der berechneten Radianzen liegen nahe der Ebene der Ekliptik. Hunger.

8048 George W. Reed and Anthony Turkevich. *Uranium content of two iron meteorites.* Nature, Lond. **176**, 794—795, 1955, Nr. 4486. (22. Okt.) (Chicago, Ill., Univ., Argonne Nat. Lab.; Inst. Nucl. Stud.) Fluorimetrische Untersuchungen an Eisenmeteoriten durch DALTON und Mitarbeitern ergaben einen Urangehalt von 20 bis $100 \cdot 10^{-10}$ g pro Gramm Meteoritenmaterie. Aus diesem hohen Urangehalt leitet sich das Alter der Meteoriten von nur wenigen 100 Millionen Jahren ab. Um dieses Ergebnis zu prüfen, wurden die gleichen Meteoriten erneut mit

Hilfe der Neutronenaktivierungs-Methode analysiert. Es zeigt sich, daß der Uran-gehalt im Gegensatz zu den früheren Resultaten unmeßbar klein war. Die Nachweisbarkeitsgrenze der Methode lag bei $5 \cdot 10^{-10}$ g pro Gramm. Hunger.

8049 Rhea Lüst-Kulka. *Temperatur und Elektronendruck in den Atmosphären von S Sagittae und T Vulpeculae.* Z. Astrophys. **33**, 211—244, 1954, Nr. 4. (25. Jan.) (Göttingen, Univ. Sternw.) Eine sehr sorgfältige Analyse zweier Veränderlicher vom δ -Cephei-Typ. Ihr lagen 28 Spektralaufnahmen mit dem Einprismen-Spalt-spektrographen am Dom. Astrophys. Obs. Victoria zugrunde. Bestimmung der Äquivalentbreite von 51 Metalllinien, daraus Konstruktion empirischer Wachstumskurven durch Anschluß an die WK der Sonne. Ein Vergleich mit theoretischen WK gibt Werte für Dämpfung, Turbulenzgeschwindigkeit und NH-Zahlen. Der Elektronendruck wird mit Hilfe der SAHA-Formel direkt und genauer nach einer Methode von WALRAVEN (Publ. Astr. Inst. Amsterdam 8, 1948) relativ zur Sonne bestimmt. Die Variation für Temperatur- und Elektronendruck mit der Phase der Lichtkurve zeigt gleichen Gang wie bei δ -Cephei. Die Zustandsgrößen geben im Mittel ähnliche Werte wie bei den normalen Überriesen α -Per. und γ -Cyg., der Elektronendruck ist gegenüber der Sonne um eine Zehnerpotenz geringer, die Turbulenzgeschwindigkeit wesentlich größer und die Stoßdämpfung merklich kleiner. Eine Variation von Turbulenzgeschwindigkeit und Dämpfung mit dem Lichtwechsel ist nicht nachweisbar. G. Burkhardt.

8050 K. K. Sen. *An estimate of the optical thickness of a spherically symmetric, non-conservative scattering atmosphere.* Proc. nat. Inst. Sci. India (A) **21**, 241—243, 1955, Nr. 4. (Juli.) (Chandernagore Coll.) Anknüpfend an eine frühere Arbeit (Proc. nat. Inst. Sci. India **20**, 12, 1954) leitet Verf. kurz ein analytisches Verfahren zur Schätzung der „optischen Dicke“ τ von ausgedehnten Sternatmosphären ab. τ scheint hiernach von der — durch eine prozentuale Albedozahl ω_0 ausgedrückten — Streuung der betreffenden Atmosphäre derart abhängig zu sein, daß mit wachsendem ω_0 die Intensität der von der Photosphäre ausgehenden Strahlung und damit auch τ selbst eine zunehmende Schwächung erfährt. H. G. Macht.

8051 Alfred Weigert. *Der Ionisationszustand des interstellaren Gases.* Wiss. Z. Friedrich-Schiller-Univ., Jena **4**, 435—440, 1954/55, Nr. 4/5. Mit Hilfe des von LAMBRECHT und ZIMMERMANN Neuberechneten interstellaren Strahlungsfeldes bestimmt Verf. Ionisationsfunktionen $N'' \cdot N_e / N'$ für H I, C I, Na I, K I, Ca I, Na II, K II und Ca II, jeweils für $\log T_e = 4, 3$ und 2 (Elektronentemperatur) und für acht verschiedenen Strahlungsfelder, je nachdem die Abweichung von schwarzer Strahlung, die Wellenlängenabhängigkeit der interstellaren Absorption und der Beitrag des Sirius berücksichtigt wird oder nicht. Es werden Absorptionsquerschnitte von SEATON (s. diese Ber. **31**, 672, 1952) benutzt und eine MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen gemäß T_e vorausgesetzt. Zur Frage der Mittelwertbildung bei Wolken ergibt sich bei einer Wasserstoffdichte von zehn Teilchen pro cm^3 und unter Verwendung von Häufigkeiten nach BROWN, daß nur bei Ca II und Wolkendurchmessern > 20 pc die Modifikation der Strahlungsdichte durch Absorption innerhalb der Wolke wesentlich wird. Verf. gibt weiterhin einen Korrekturfaktor zur STRÖMGRENSchen Formel für die Größe der H II-Zonen in der Umgebung von Sternen früher Spektraltypen an und berechnet das interstellare Ca/Na Verhältnis mit $T_e = 50^\circ$ zu 0,17. Weidemann.

8052 Theodor Schmidt. *Eine kurze Herleitung des Strömungsradius.* Naturwissenschaften **42**, 555, 1955, Nr. 20. (Okt.) (München, Univ.-Sternw.) Der STRÖMGREN-Radius der Gebiete ionisierten interstellaren Wasserstoffs (H II Regionen), welche die heißen O und B-Sterne umgeben, wird durch eine einfache Betrachtung der verfügbaren ionisierenden Lichtquanten abgeleitet. Die Ausbildung der H II-

Gebiete geschieht, wie sich zeigt, in der relativ kurzen Zeit von einigen 10^4 Jahren. Die Modifikation der Verhältnisse durch die Anwesenheit absorbierenden interstellaren Staubs wird erörtert.

Traving.

8053 D. ter Haar. *On the size of interstellar clouds.* Z. Astrophys. **32**, 251—256, 1953, Nr. 4. (16. Aug.) (St. Andrews, Scotl., Dep. Nat. Philos.) Abschätzung des mittleren Durchmessers der Gaswolken aus der Annahme, daß diese die größten Elemente mit laminarer Strömung in der turbulenten Strömung des Milchstraßensystems darstellen, für welche als kritische REYNOLDSsche Zahl der Wert 10^5 angenommen wurde. Größere Wolken geben bei gleichzeitiger Konzentration im Zentrum so lange Materie ab, bis die Strömung im Innern laminar wird. Die Lebensdauer wird dann vornehmlich durch Zusammenstöße mit anderen Wolken begrenzt und beträgt etwa 10^7 Jahre.

G. Burkhardt.

Leverett Davis jr. *Interplanetary magnetic fields and cosmic rays.* Phys. Rev. (2) **100**, 958, 1955, Nr. 3. (1. Nov.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.)

Schön.

8054 Fritz Zwicky. *Méthodes pour la détermination en valeur absolue de distances extragalactiques.* C. R. Acad. Sci., Paris **239**, 610—611, 1954, Nr. 9. (30. Aug.) In die Entfernungsbestimmungen extragalaktischer Nebel, die auf Helligkeitsmessungen beruhen, geht die Unsicherheit in der Berücksichtigung der interstellaren Absorption ein. Der Autor schlägt daher drei hiervon unabhängige Methoden vor. Die eine Methode beruht darauf, daß die Gashülle einer Supernova praktisch mit Lichtgeschwindigkeit expandiert. Kennt man den Zeitpunkt der Explosion, so kann man den wahren gegenwärtigen Durchmesser der Gaswolke berechnen und damit aus dem gemessenen scheinbaren Durchmesser die Entfernung ableiten.

Hunger.

XI. Geophysik

8055 Lucien Bragard. *Sur la déviation de la verticale en un point du géoïde.* C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 380—382, 1953, Nr. 5. (3. Aug.) Nach dem Herleiten einer Formel für die Lotstörung in irgendeinem Punkt und nach beliebiger Richtung des Ko-Geoids wird auf die Nord-Süd- und Ost-Westkomponenten spezialisiert. Es werden Ausdrücke für D_m und D_p erhalten, die nicht nur streng im mathematischen Sinne sind, sondern die auch für die praktische Berechnung eine Reihe von Vorteilen bieten. Insbesondere werden die Beiträge der Schwerstörungen mitberücksichtigt.

Hardtwig.

8056 Léon Visse. *Constatations sur la radioactivité des phosphates africains.* C. R. Acad. Sci., Paris. **239**, 545—547, 1954, Nr. 7. (18. Aug.) Verf. diskutiert die Radioaktivität verschiedener afrikanischer Phosphat-Sedimentgesteine; zwischen dem Verhältnis U^{238}/P^{32} und den Bedingungen der Sedimentation bestehen Beziehungen, das Verhältnis erreicht Werte von über 1. Ferner werden Beweise für eine sekundäre Verlagerung des Urans gegeben.

M. Wiedemann.

8057 John B. Ockerman and Farrington Daniels. *α -radioactivity of some rocks and common materials.* J. phys. Chem. **58**, 926—927, 1954, Nr. 10. (Okt.)

Weidemann.

8058 B. Gutenberg and C. F. Richter. *Magnitude and energy of earthquakes.* Nature, Lond. **176**, 795, 1955, Nr. 4486. (22. Okt.) (Pasadena, Calif. Inst. Technol., Seismological Lab.) Verff. schlagen vor, an Stelle einer früher empfohlenen Bezie-

hung zwischen Größe eines Erdbebens M und der Energie E des Erdbebens in erg folgende Gleichung zu benutzen: $10 \lg E = 5,8 + 2,4 M_B$. (M_B leitet sich ab von dem Verhältnis der Amplitude zur Periode für Körperwellen bei seichten und bei tiefen Erdbeben.) — (S. diese Ber. **28**, 581, 1949. — **31**, 1029, 1777, 1952. — **32**, 1900, 1953.) Stöckl.

8059 H. S. Heaps und G. Herzberg. *Intensity distribution in the rotation-vibration spectrum of the OH molecule.* Z. Phys. **133**, 48—64, 1952, Nr. 1/2. (15. Sept.) (Ottawa, Canada, Nat. Res. Council of Canada.) G. HERZBERG hat die von MEINEL (s. diese Ber. **30**, 267, 1951) zunächst nicht eingeordneten Linien im nahen infraroten Spektrum des Nachthimmels als zu dem Rotations-Schwingungsspektrum von OH zugehörig erkannt. Für dessen Entstehung werden von den Verff. folgende Mechanismen verantwortlich gemacht: $O_3 + H \rightarrow OH + O_2 + 3,30 \text{ eV}$, $OH + O \rightarrow O_2 + H + 0,73 \text{ eV}$. Dadurch ist insbesondere zu erklären, daß Schwingungszustände über $\nu = 9$ nicht auftreten. Unter der Annahme, daß OH-Moleküle mit der Schwingungsquantenzahl $\nu = 9$ in den oberen Schichten der Atmosphäre gebildet werden und dann stufenweise in den Schwingungsgrundzustand übergehen, erhalten Verff. unter den in üblicher Weise vereinfachten Annahmen eine Intensitätsverteilung, die der beobachteten ähnlich ist. Bei Berücksichtigung eines quadratischen Terms für das Dipolmoment des OH-Moleküls wird gute Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten relativen Intensitäten im Rotations-Schwingungsspektrum von OH erzielt. Die Zahl der pro sec gebildeten OH-Moleküle im höchstmöglichen Schwingungszustand ($\nu = 9$) ergibt sich zu $9 \cdot 10^{11}$ für ein Volumelement von 1 cm^2 Grundfläche. Engelhard.

8060 André Baillet. *Un photomètre pour la lumière du ciel nocturne.* Rev. Opt. théor. instrum.) **34**, 361—364, 1955, Nr. 7/8. (Juli/Aug.) (Inst. Astrophys.) Das lichtelektrische Photometer registriert in fester Richtung und verwendet fünf Interferenz- und drei weitere Filter in acht verschiedenen Farben, eine Vergleichslichtquelle und eine Rauschquelle, die nacheinander innerhalb von jeweils fünf Minuten vor das Instrument gesetzt werden. Weidemann.

8061 Beobachtungsergebnisse des Heinrich-Hertz-Institutes für Schwingungsforschung in Berlin-Adlershof jeweils mit Monatsbericht. Ionosphärenforsch. 1954, Nr. 11. (Nov.) H. Ebert.

8062 B. Ramachandra Rao and E. Bhagiratha Rao. *A continuous radio wave method of studying travelling disturbances in the ionosphere.* J. sci. industr. Res. **13 A**, 462—466, 1954, Nr. 10. (Okt.) (Waltair, Andhra Univ., Ionosph. Lab.) Zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit ionosphärischer Störungen bedienen sich die Verff. einer einfachen Meßanordnung. Die Aussendungen zweier Rundfunksender, Calcutta (7,21 MHz) und Dacca (7,15 MHz), werden in Waltair mit je einem schwundgeregelten Empfänger (Hallicrafter S 40 A und Eddystone 504) aufgenommen. Die Regelspannungen werden auf je ein Spiegelgalvanometer gegeben, und die der jeweiligen Feldstärke entsprechenden Ausschläge auf einer Photo-Registriertrommel mit einer Umdrehung/h aufgeschrieben. Aus dem Abstand (240 km) und der Zeitdifferenz zwischen eindeutig zuzuordnenden zeitlich aufeinanderfolgenden Feldstärkeschwankungen der beiden Sender, bedingt durch Reflexionen an ionosphärischen Störschichten, lassen sich die Geschwindigkeitskomponenten der Ausbreitung längs der Verbindungslinie Calcutta-Dacca (45° NO) berechnen. Die Anzahl der beobachteten Störungen zwischen 12.00 und 13.00 Uhr I.S.T. war gering, und die Komponenten der Ausbreitungsgeschwindigkeit lagen zwischen 9 und 20 km/min. Während einer Abendstunde (17.00—18.00 I.S.T.) erhöhten sich die Störungen auf fast die dreifache Anzahl bei etwa gleichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Die benutzte Methode gibt keinen Aufschluß über die tatsächlichen Ausbreitungsgeschwin-

digkeiten, die nach älteren Untersuchungen von MUNRO zwischen 5 und 10 km/min lagen. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Geschwindigkeitskomponenten größer als die wirkliche Ausbreitungsgeschwindigkeit sind, ist die Übereinstimmung der Meßergebnisse als gut anzusehen.

Capptuller.

8063 **Ross Gunn.** *Electric fieldmeters.* Rev. sci. Instrum. **25**, 432—437, 1954, Nr. 5. (Mai.) (Washington, D. C., U. S. Weather Bur., Phys. Res. Div.) Die grundlegenden Überlegungen, die zur Messung des elektrischen Feldes der Atmosphäre mit Induktoren und Verstärkern mit Vakuumröhren führen, werden zusammengefaßt. Zunächst wird ein Gerät zur Messung des elektrischen Feldes der Atmosphäre beschrieben, das einen rotierenden Induktor und einen synchronen Wechselspannungsgenerator verwendet und bei dem der abgelesene Wert proportional zum gemessenen elektrischen Feld ist. Bei dieser Konstruktion werden Gleichrichter mit bewegten Kontakten vermieden und eine Stabilität der Eichung erzielt. Ein zweites vereinfachtes Feldmeßgerät wird dann beschrieben, bei dem gleichgerichtete Induktionsströme erzeugt werden, die auf eine hochohmige Gegentaktbrücke gegeben werden. Beide Geräte sind so konstruiert, daß sie unter erschwerten atmosphärischen Bedingungen, z. B. starke Regenfälle und ungewöhnlich starke Stürme, kontinuierlich arbeiten können.

B. Krüger.

8064 **Jules Rouch.** *Observations du champ électrique de l'atmosphère, faites à Monaco pendant l'éclipse partielle du soleil du 20 juin 1954.* C. R. Acad. Sci., Paris **239**, 465—466, 1954, Nr. 6. (6. Aug.) Während der am MeBort (Monaco) partiellen Sonnenfinsternis vom 30. 6. 1954 (bei der Angabe „20. juin“ handelt es sich wohl um einen Druckfehler) zeigt das luftelektrische Potentialgefälle bei günstigsten Wetterbedingungen (wolkenloser Himmel; SE- bis E-Wind Stärke 1—2) normales Verhalten bis zum Zeitpunkt stärkster Bedeckung und dann für etwa 30 Minuten eine starke Erhöhung bis zum doppelten Wert.

H. Israël.

8065 **B. B. Phillips, P. A. Allee, J. C. Pales and R. H. Woessner.** *An experimental analysis of the effect of air pollution on the conductivity and ion balance of the atmosphere.* J. geophys. Res. **60**, 289—296, 1955, Nr. 3. (Sept.) (Washington, Unit. States Weather Bur.) Die beiden polaren Leitfähigkeiten λ^- und λ^+ in der Atmosphäre haben in der Regel etwa den gleichen Wert, obwohl nach der bekannten Verschiedenheit der beiden Kleinionenbeweglichkeiten bei gleichem Kleinionengehalt ein Überwiegen der negativen Leitfähigkeit zu erwarten ist. Die Verf. prüfen dies in der Washingtoner 3000 m³-Nebelskammer: Wird Luft in diese eingeschlossen, so zeigt sich im Laufe von Tagen eine allmähliche Zunahme der beiden Leitfähigkeiten; die negative Leitfähigkeit wächst stärker an als die positive: λ^-/λ^+ steigt von 1 zu Beginn des Versuches auf 1,35 nach 6 Tagen. — Die Erklärung ist die, daß infolge des Überwiegens der Beweglichkeit k^- die neg. Kleinionen in stärkerem Maße an Suspensionen angelagert werden, als die positiven, so daß bei normaler suspensionsreicher Luft die beiden Leitfähigkeiten etwa gleich sind; mit dem Ausfall der Suspensionen im abgeschlossenen Luftvolumen kommt dann mehr und mehr die Ionengleichheit und damit die Leitfähigkeitsverschiedenheit zum Vorschein. Für den Quotienten k^-/k^+ wird in Übereinstimmung mit früheren Messungen der Wert von 1,3 gefunden. Es wird das Beweglichkeitsspektrum der Kleinionen beider Vorzeichen ermittelt.

H. Israël.

8066 **D. J. Malan.** *Le décharges orageuses intermittentes et continues de la colonne de charge négative.* Ann. Géophys. **10**, 271—281, 1954, Nr. 4. (Okt./Dez.) (Johannesburg, Univ., Inst. Bernard Price Géophys.) Verf. untersucht an einer größeren Anzahl von Blitzentladungen die an die letzte Teilentladung anschließende langsamere Änderung des elektrischen Bodensfeldes. Diese Feldänderungen werden durch kontinuierliche Entladungen der negativ geladenen Wolkenpartien im vorhandenen Kanal bedingt. Ihr Mechanismus ist ähnlich dem

der Entladungsvorhänge zwischen einzelnen Teilblitzen. — Diese kontinuierlichen Entladungsendphasen treten offenbar ein, wenn die Ladungsdichte in der Wolkensäule einen bestimmten Wert überschreitet. Ihre Häufigkeit nimmt mit zunehmender Teilentladungszahl eines Blitzes ab. — Die Bedeutung dieser Erscheinungen im Gesamtbild der Gewitter-Elektrisierung wird diskutiert.

H. Israël.

8067 Franz Wolt. *Hagelwachstum — eine Quelle der Gewitterelektrizität.* Naturwissenschaften **42**, 644—642, 1955, Nr. 24. (Dez.) (Karlsruhe, T. H., Inst. theor. Phys.) Verf. diskutiert die Möglichkeit, zur Erklärung der Gewitterelektrisierung den sog. FARADAY-SOHNKE-Effekt heranzuziehen, einen Wasserfalleffekt beim Aufprall von Tropfen auf Eis, bei dem der Wasserstaub negative, das Eis positive Ladung annehmen. Danach sollte sich wachsender Hagel mehr und mehr positiv aufladen, während der negative Wasserstaub vom Aufwind hochgetragen wird. Aus dem Starkniederschlag am Erdboden wird auf den im Aufwind entstehenden Hagelstrom geschlossen und durchaus ein Strom von $8 \cdot 10^{-3}$ Amp je Gewitterzelle errechnet. (Positiver Ladungszufluß zum Boden?)

H. Israël.

8068 Harald Norinder and Reinhardt Siksnas. *Electric charges measured in the air when blowing snow.* Ark. Geofys. **2**, 343—349, 1955, Nr. 4. Verff. analysiert durch gleichzeitige Messungen mit einem Kleinionenzähler nach WEGER und einem Großionenzähler nach ISRAEL die elektrischen Verhältnisse im aufgewirbelten Schnee. Da es nicht gelingt, eine konstante Schneefontaine längere Zeit aufrecht zu erhalten, wird eine bestimmte Menge Schnee in einem abgeschlossenen Raum „zerblasen“ und anschließend das Abklingen der Ladungen im Untersuchungsraum über eine Stunde und länger verfolgt. — Mit dem Kleinionenzähler können drei Arten von Teilchen unterschieden werden: kleine unsichtbare Schneeteilchen, die meist positiv geladen sind und bis zu einigen 100 000 Elementarladungen tragen können; Teilchen mit Beweglichkeiten, die zwischen denen der kleinen und der großen Ionen liegen und schließlich Kleinionen, welche durch Koronaentladungen an den hochgeladenen Schneeteilchen während ihrer Zerteilung entstehen dürften. Mit dem Großionenzähler werden Teilchen erfaßt, die nur z. T. als atmosphärische Großionen anzusprechen sind. Zum überwiegenden Teil handelt es sich um Teilchen mit höheren Ladungen. Die erzielten Ergebnisse werfen eine Reihe neuer Fragen auf, deren Bearbeitung empfohlen bzw. in Aussicht gestellt wird. Von einer Deutung der Ergebnisse und ihrer naheliegenden Anwendung in Zusammenhang mit der Gewitterelektrisierung wird vorläufig Abstand genommen.

H. Israël.

8069 O. Haxel und G. Schumann. *Selbstreinigung der Atmosphäre.* Z. Phys. **142**, 127—132, 1955, Nr. 2. (12. Sept.) (Heidelberg, Univ., II. Phys. Inst.) Von den Rn-Folgeprodukten sind in der Atmosphäre die langlebigen vom RaD an mit den kurzlebigen bis zum RaC' nicht im radioaktiven Gleichgewicht. Die Konzentration des RaD ist so gering, daß es erst mit der Filtermethode nachgewiesen werden konnte. Demnach werden die RaD-Atome mit den Aerosolen, an die sie sich anlagern, durch andere Vorgänge als radioaktiven Zerfall aus der bodennahen Atmosphäre entfernt in einer Zeit, die klein ist gegen die RaD-Halbwertszeit. Messung des Verhältnisses RaD:RaB liefert daher die mittlere Aufenthaltsdauer der Aerosole. Sie hat die Größenordnung von mehreren Tagen. In großen Höhen, in die aber die technischen Aerosole der Zivilisation nicht gelangen können sich Aerosolteilchen dagegen monatelang halten, wie die Bestimmung des Alters von Spaltprodukten zeigt, die von Atombombenexplosionen stammen.

G. Schumann.

Radioaktivität der Atmosphäre. S. auch Nr. 7237.

8070 Walter Hansen. *Neuere Untersuchungen über Meeresströmungen.* Naturwissenschaften **41**, 202—205, 1954, Nr. 9. (Mai.) (Hamburg.)

H. Ebert.

8071 J. Darbyshire. *An investigation of storm waves in the North Atlantic Ocean.* Proc. roy. Soc. (A) **230**, 560—569, 1955, Nr. 1183. (7. Juli.) (Nat. Inst. Oceanogr.)
H. Ebert.

8072 B. C. Browne. *Gravity measurements and oceanic structure.* Proc. roy. Soc. (A) **222**, 398—400, 1954, Nr. 1150. (18. März.) (Cambridge, Univ., Dep. Geodesy a. Geophys.) Es werden grundsätzliche Überlegungen über die Möglichkeiten angestellt, durch kombinierte seismische und gravimetrische Messungen die Struktur des Ozonbodens zu erforschen. Hierzu ist es außerdem notwendig, auch alle anderen verfügbaren geophysikalischen und geologischen Daten heranzuziehen.
E. Rieckmann.

8073 R. Mügge. *Das Grundwasser als geographischer Detektor.* Z. Geophys. **20**, 65—74, 1954, Nr. 2. Der Wasserstand in Brunnen und Schächten hängt außer von der Menge des vorhandenen Wassers auch von verschiedenen äußeren Umständen ab. Ausgedehnte Registrierungen in verschiedenen Brunnen ergaben eine Abhängigkeit vom Luftdruck mit Hervorhebung der kurzzeitlichen Änderungen. Dabei haben sich einige Brunnen als unerwartet empfindlich erwiesen. Außer dem synoptischen Luftdruckgang gaben sie die tägliche Doppelwelle und die Feinstruktur wieder. Im Gebiet der artesischen Brunnen des Vogelberges konnten Wasserseismogramme aufgenommen werden, und die Wasserstandsschwankungen in einem Bergwerk lassen den Luftdruckgang und die Gezeiten des freien Erdkörpers deutlich erkennen.
K. Jung.

8074 A. Cormann and J. F. Bedinger. *Rocket-borne photometer measures sky light.* Electronics **27**, 151—153, 1954, Nr. 9. (Sept.) (S. Boston, Mass., Air Force Cambr. Res. Center.) Ein interessantes Photometer mit dem das Himmelslicht in großen Höhen (100 km) mittels Raketen gemessen wurde, ist eingehend beschrieben. Ein Sekundärelektronenvervielfacher dient als Lichtempfänger mit einem Filterrevolver werden acht Filter motorisch eingeschaltet und so in acht Spektralgebieten gemessen. Die Ergebnisse werden der Beobachtungsstation über einen Sender zugestrahlt. Das Gerät ist so robust gebaut, daß es schon mehrfach benutzt werden konnte.
Korte.

8075 E. H. Gowan. *Ozone measurements over Edmonton (lat. N. 53°34', long. W. 113°31') 1951 to 1954.* Phys. Rev. (2) **99**, 1637, 1955, Nr. 5. (1. Sept.) (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Alberta.)
Paetzold.

8076 M. Bossolasco. *Schneefall und Lufttemperatur.* Experientia **10**, 365—366, 1954, Nr. 9. (15. Sept.) (Genova, Univ., Ist. Geophys.)
Schön.

8077 Robert Neuwirth. *Einfluß der elektrischen Ladung auf die Kondensationsvorgänge in der Atmosphäre.* Phys. Bl. **12**, 163—168, 1956, Nr. 4. (Apr.) (Freiburg/Br.) Ausgehend von den Arbeiten von J. J. Thomson und den Daten im Handbuch für Physik entwickelt der Verf. den Begriff des kritischen Tropfenradius und daraus den Einfluß elektrischer Ladungen auf den Kondensationsvorgang. Daß es bei ungeladenen Teilchen keinen kritischen Radius gibt, ist eine Erkenntnis, die nicht allgemeine Zustimmung finden wird. — Der Einfluß der Ladungen macht sich erst bei einer großen Zahl der Ladungen bemerkbar, da bei geringer Anzahl von Ladungen und entsprechend kleinem kritischen Tropfenradius die Übersättigung zu groß sein müßte, um wirksam zu werden. Die Überlegungen zu Übersättigung und ihren Einfluß auf das Tropfenwachstum verkennen die Tatsache, daß Tropfenwachstum längst vor Erreichung der Sättigung eintritt. Die Anwendung der Ungleichung $(2) n > 12 \cdot 10^4 \cdot r^2$ (r in μ), in der n die Anzahl der Ladungen darstellt, bei der eine wesentliche Änderung des Dampfdruckgleichgewichts sich bemerkbar macht, ist nicht so unwahrscheinlich, wie dargestellt.

Tropfen mit $10\ \mu$ Halbmesser stellen Wolkenelemente dar, bei denen die Wachstumsgesetze längst bekannt sind. Werden aber die Kernhalbmesser zu $0,1$ oder $0,01\ \mu$ angesetzt, dann werden durchaus die von GUNN genannten maximal 30 Elementarladungen in den Bereich des sehr Wahrscheinlichen gerückt. — Der Ref. bedauert, daß in dieser so fleißigen Zusammenstellung die Arbeiten von VOLMER, KRASTANOW und WALL zur Theorie und von WOLF und seinen Schülern zum Experiment nicht berücksichtigt wurden.

Diem.

8078 R. C. Sutcliffe. *Rain — natural and artificial*. Brit. J. appl. Phys. **7**, 85—88, 1956, Nr. 3. (März.) (London, Meteorol. Off.) Referierender Bericht über neuere Erkenntnisse hinsichtlich der Verdunstung und Niederschlagsentstehung. Es wird darauf hingewiesen, daß fallender Regen sowohl durch Eiskeimbildung als auch durch Zusammenfließen von schwebenden Tröpfchen entstehen kann. Eine künstliche Niederschlagserzeugung sei in beiden Fällen, entweder durch Austreuen von CO_2 -Eis bzw. Silberiodid-Kristallen oder von einfachen H_2O -Tropfen über geeigneten Wolkenfeldern prinzipiell möglich; jedoch sei eine systematische und wirtschaftlich tragbare Steuerung der Niederschlagstätigkeit durch derartige Verfahren vorerst nicht gegeben.

H. G. Macht.

8079 H. Gams. *Neue Beiträge zur Vegetations- und Klimageschichte der nord- und mitteleuropäischen Interglaziale*. Experientia **10**, 357—363, 1954, Nr. 9. (15. Sept.) (Innsbruck, Univ., Botan. Inst.)

Schön.

8080 Fl. Ambrosetti und J. C. Thams. *Die Größe der Globalstrahlung verschiedener orientierter Flächen*. Geofis. pur. appl. **26**, 198—210, 1953. (Locarno-Monti. Oss. Ticinese Centr. Meteorol. Svizzera.) In Locarno-Monti wurden mit einem Solarmeter nach MOLL-GORCZYNSKI die Strahlungssummen gemessen, die auf die horizontale, die Nord-, Süd-, Ost- und Westfläche einfallen. Da gleichzeitig die direkte Sonnenstrahlung bekannt ist, kann der Anteil der Himmelsstrahlung berechnet werden. Obwohl nur wenige vollständige Messungen vorliegen, kann mit Verhältniszahlen die Globalstrahlung der horizontalen Fläche auf andere Flächen umgerechnet werden. Die Messungen stellen ein wertvolles Material dar, das die Messungen von DORNO und GÖTZ ergänzt.

Diem.

8081 Sigmund Fritz. *Illuminance and luminance under overcast skies*. J. opt. Soc. Amer. **45**, 820—825, 1955, Nr. 10. (Okt.) (Washington, D. C., U. S. Weather Bur.) Berechnung der Beleuchtungsstärke bei wolkenbedecktem Himmel in Abhängigkeit von Sonnenstand, Art der Wolken (Durchlässigkeit und Reflexionsvermögen) und Albedo der Oberfläche; ferner Berechnung der Leuchtdichte des wolkenbedeckten Himmels; hier vorliegende Messungen sind mit den Formeln des Verf. in guter Übereinstimmung.

Dziobek.

8082 C. H. M. van Bavel, Newton Underwood and R. W. Swanson. *Soil moisture determination by neutron measurements*. Phys. Rev. (2) **99**, 1626, 1955, Nr. 5. (1. Sept. (Kurzer Sitzungsbericht.)) (North Carolina State Coll.) Es wird ein tragbares Instrument beschrieben, das zur Bestimmung des Bodenfeuchtigkeitsgehaltes durch Messung der Dichte langsamer Neutronen geeignet ist. Die Methode besteht darin, daß in oder auf die Erde eine Quelle schneller Neutronen ($10\ \text{mC Ra-Be}$) gestellt wird und in deren unmittelbarer Nähe mit einem B^{10} -Zähler die Neutronendichte der langsamen Neutronen gemessen wird. Bei dieser Anordnung bildet sich nämlich um die Ra-Be-Quelle eine Wolke langsamer Neutronen aus, deren Dichte durch die Bodenfeuchtigkeit bestimmt ist. Ist die Feuchtigkeit groß, dann ist die Wolke dicht und ziemlich scharf definiert (15 cm Radius), ist die Feuchtigkeit gering, dann ist die Wolke nur schwach und unscharf definiert (Radius etwa 50 cm). Die Messungen sind, wenn einmal der Apparat geeicht ist, auf etwa 1% genau.

Knecht.

Stoffgliederung der Physikalischen Berichte, Heft 9, 1956

	Seite		Seite
I. Allgemeines		V. Aufbau der Materie	
1. Allgemeines	1489	1. Allgemeines	—
2. Lehrbücher	—	2. Kernphysikalische	
3. Biographisches	1489	Meßverfahren	1514
4. Unterricht	1491	3. Kernphysikalische	
5. Mathematik	1491	Beschleunigungsmethoden ..	1517
6. Relativitätstheorie	1492	4. Technik der Kernenergie ...	1518
7. Quanten- und Wellen-		5. Elementarteilchen	1519
mechanik	1494	6. Atomkerne	1530
8. Allgemeine theoretische		7. Kernreaktionen	1536
Ansätze	—	8. Kosmische Strahlung	1605
9. Philosophische Grenzfragen .	1500	9. Korpuskularstrahlen	1606
10. Größen, Definitionen		10. Atome (Atomspektren)	1608
(Dimensionen)	—	11. Moleküle	1615
11. Einheiten	1500	12. Kristalle	1623
12. Allgemeine Konstanten	—	13. Flüssigkeiten	1628
13. Auswertung von Messungen .	—	14. Anisotrope Flüssigkeiten ...	—
14. Labortechnik	1500	15. Makromoleküle	1629
		16. Grenzflächen und dünne	
		Schichten	1634
		17. Disperse Systeme	1636
II. Mechanik		VI. Elektrizität und Magnetismus	
1. Allgemeines	1501	1. Allgemeines	—
2. Mechanik fester Körper,		2. Meßmethoden und	
Elastizität	1502	Instrumente	1637
3. Plastizität, Viskosität,		3. Elektrostatik	—
mechanische Relaxation	1503	4. Magnetostatik	—
4. Hydro- und Aerodynamik ..	1505	5. Magnetismus	1641
5. Technische Mechanik	1506	6. Elektrodynamik	1645
6. Ballistik	—	7. Metallische Leitung	1646
		8. Supraleitung	1647
		9. Halbleiter	1648
		10. Ionenleitung in Flüssig-	
		keiten	1656
		11. Leitung in Gasen	1656
		12. Dielektrika	1659
		13. Grenzflächen	1661
		14. Schwachstromtechnik	1663
		15. Starkstrom- und	
		Hochspannungstechnik	1663
		16. Physik der elektrischen	
		Wellen	1663
		17. Röhrentechnik	1673
III. Akustik		VII. Optik	
1. Allgemeines	—	1. Allgemeines	—
2. Meßverfahren	—	2. Meßtechnik und Instrumente	1676
3. Schallerzeugung	—	3. Interferenz, Beugung,	
4. Schallausbreitung	1507	Streuung	1681
5. Schallempfang	—	4. Brechung, Dispersion,	
6. Schallaufzeichnung	—	Reflexion	—
7. Infra-Ultraschall	—		
IV. Wärme			
1. Allgemeines	—		
2. Temperaturmessung	1508		
3. Wärmemengenmessung	1508		
4. Wärmeleitung, Wärmeüber-			
gang, Wärmeaustausch	—		
5. Einfluß der Temperatur auf			
Volumen und Struktur von			
Festkörpern	1509		
6. Thermodynamik	1510		
7. Hygrometrie	—		
8. Wärmestrahlung	—		
9. Statistische Thermodynamik	1513		
10. Kinetische Gastheorie	1514		

	Seite		Seite
5. Absorption, Emission, Remission	1682	5. Physiologische Optik	1692
6. Geometrische Optik	1683	6. Strahlenbiologie	1693
7. Kristalloptik, Polarisation, Doppelbrechung	1685	X. Astrophysik	
8. Optik bewegter Körper	—	1. Allgemeines	1694
9. Lichttechnik	1685	2. Sonne	1694
10. Photochemische Reaktionen.	1685	3. Planeten, Monde	1696
11. Materiewellen	1685	4. Kometen, Meteore	1697
12. Lumineszenz in kondensierten Phasen	1687	5. Sternaufbau	1698
VIII. Werkstoffe		6. Fixsterne und galaktische Objekte	—
1. Allgemeines	—	7. Interstellare Materie	1698
2. Werkstoffprüfung	1688	8. Stellarstatistik	—
3. Metalle, Legierungen	1690	9. Sternsystem	1699
4. Keramische Werkstoffe	—	10. Außergalaktische Objekte ..	1699
5. Gesteine und Mineralien	—	11. Kosmologie	—
6. Organische Werkstoffe	1690	12. Kosmogonie	—
7. Brennstoffe, Öle, Schmiermittel	—	XI. Geophysik	
8. Aufbereitung, Alterung, Technologie	1690	1. Allgemeines	—
9. Technische Anwendungen, Bearbeitung	—	2. Erdkörper, Schwere	1699
IX. Biophysik		3. Erdkruste, Seismik, Vulkanismus	1699
1. Allgemeines	1690	4. Erdmagnetismus, Erdströme ..	—
2. Physiologische Akustik	1692	5. Polarlicht, Nachthimmel- licht, Ionosphäre	1700
3. Physiologische Wärme	1692	6. Luftelektrizität	1701
4. Physiologische Elektrizität ..	—	7. Physik der Gewässer, Glazeologie	1701
		8. Physik der Atmosphäre	1703
		9. Angewandte Geophysik	1704

Namenregister zu Heft 9, Band 35, 1956, der Physikalischen Berichte

Aach, H. G.	1694	Arnold, J. T.	1644	Bavel, C. H. M. van	1704	Bisschop, M. C.	1504
Aarset, B.	1591	Aroeste, H.	1615	Bayard, M.	1514	Blackstock, A. W.	1608
Abeles, B.	1647	Asaro, F.	1564	Bayer, M.	1694	Blair, J. S.	1588
Abramowitz, M.	1495	Ascenzi, A.	1691	Beams, J. W.	1635	Blatt, J. M.	1495
Abramson, B. N.	1507	Ash, E. A.	1657	Bechert, K.	1645	Bleaney, B.	1642
Accary, A.	1628	Aten, A. H. jr.	1579	Bechtoldt, C. J.	1690	Blet, G.	1655
Acquista, N.	1678	Attew, J. E.	1671	Bedard, F.	1648	Bleuler, E.	1562, 1588
Adams, A. jr.	1653	Attree, V. H.	1641	Bedinger, J. F.	1703	Blevins, M. E.	1521
Adams, K. B.	1678	Aubert, K. E.	1489	Bedo, D.-E.	1679	Bloch, C.	1534
Adkins, R.	1530	Auer, P. L.	1632	Beggs, W. C.	1582	Bloch, M.	1525
Aguilar, M.	1692	Autler, S. H.	1621	Behrends, R. E.	1528	Block, M. M.	1515, 1521, 1522
Aikin, A. W.	1664	Autunne, G. M. d'	1681	Behrens, H.	1506	Blosser, H. G.	1541, 1599
Aitchison, R. E.	1673	Averbach, B. L.	1653	Behrnt, K.	1489	Blount, E.	1652
Alaga, G.	1578	Ayres, W. P.	1685	Behrson, R.	1500	Bludman, S. A.	1521
Alburger, D. E.	1555, 1571	Baatz, H.	1490	Belinfante, F. J.	1493	Bluthgen, F.	1639
Alexander, E.	1652	Bade, W. L.	1491	Bell, R. E.	1548	Böcker, H.	1490
Alfrey, T. jr.	1682	Baez, A. V.	1684	Bemski, G.	1651	Bogle, G. S.	1612
Allee, P. A.	1701	Bahr, G. F.	1692	Benczer, N.	1560	Bolliger, W.	1517
Allred, C. M.	1668	Bailey, L. E.	1538	Béné, G. J.	1643	Bollinger, L. M.	1564
Alperovitch, E. A.	1546	Bailey, R.	1655	Benedict, F. D.	1569	Bolotin, H. H.	1550
Altmann, S. L.	1609	Baillet, A.	1700	Benner, A. H.	1672	Bonner, T. W.	1556
Altshuler, S.	1606, 1613	Bair, J. K.	1540, 1563	Bennett, J. M.	1678	Bos, G.	1570, 1581, 1596
Alvarez, L. W.	1521, 1604	Baker, E. W.	1548	Bennewitz, K.	1489	Booth, D. L.	1537
Ambrosetti, F. I.	1704	Baldinger, E.	1537	Bent, R. D.	1556, 1581	Booth, R.	1597
Anderson, H. L.	1602	Baldwin, J.	1591	Berberet, J. A.	1614	Borasky, R.	1686
Anderson, P. W.	1648	Baldwin, R. L.	1632	Berényi, D. sen.	1519	Borde, A. H. de	1513
Anderson, W. A.	1644	Ball, W. P.	1597	Berg, R. A.	1532	Bossolasco, M.	1703
Andersson, E.	1692	Bandtel, K. C.	1602	Bergen, A. R.	1669	Bostick, H. A.	1602
Andrade, E. N. da C.	1505	Baranger, E. U.	1588	Bergman, G. D.	1668	Bostrom, N. A.	1539
Andre, C. G.	1524	Bardócz, A.	1680, 1681	Bergmann, P. G.	1494	Bousquet, P.	1681
Andrew, A.	1605	Barkas, W. H.	1528	Berman, A.	1638	Bowler, E. S. C.	1686
Angelo, E. J. jr.	1492	Barker, R. S.	1616	Berman, A. I.	1594	Braams, C. M.	1568
Appleton, Sir E.	1490	Barkhausen †, H.	1489	Bernstein, S.	1534	Brabant, J. M.	1529
Arakawa, T.	1645	Barkow, A. G.	1695	Berthet, G.	1642	Bracewell, R. N.	1676
Araki, G.	1612	Barnes, R. G.	1643	Bes, D. R.	1579	Bradford, E. B.	1682
Arams, F. R.	1675	Barnes, R. S.	1628	Bestelmeyer, A.	1489	Bradley, E. M.	1664
Archibald, W. J.	1497	Barnes, S. W.	1602	Biedenharn, L. C.	1495, 1567	Bradner, H.	1589
Armstrong, A. H.	1539	Barnett, C. F.	1697	Biedenharn, L. C.	1568, 1571, 1576	Bragard, L.	1699
Armstrong, H. L.	1669	Barns, C. A.	1574	Bigelow, C. C.	1630	Bragg, J. K.	1661
Arndt, U. W.	1691	Bart, W. L.	1635	Bilby, B. A.	1627	Brandwein, D. S.	1507
		Bartholomew, G. A.	1548, 1559	Bill, P. T.	1619	Bray, R.	1653
		Bashkin, S.	1551	Birkhoff, R. D.	1608	Brazos, J. N.	1560
		Bastin, E. W.	1492	Birks, F. T.	1689	Breazeale, J. B.	1635
		Basu, S.	1617	Birnbaum, W.	1528	Breit, G.	1496
		Bauer, S. H.	1514	Bishop, F. W.	1686, 1687		1569, 1570, 1590
		Baumann, N. P.	1563				

- Breittling, G. 1693
 Brenkman,
 J. A. 1650
 Brennan, J. G. 1530
 Brennan, J. T. 1694
 Bresky, D. R. 1679
 Bretonneau,
 P. 1545
 Brice,
 M. K. 1556, 1566
 Briner, E. 1627
 Brinkman,
 J. A. 1604
 Brockhouse,
 B. N. 1593, 1597
 Brocklebank,
 R. W. 1693
 Broder, J. 1625
 Broggle, L. de 1494
 Brolley,
 J. E. jr. 1539
 Bromley, D. A. 1589
 Brooks, L. S. 1678
 Brophy, J. J. 1667
 Brosi, A. R. 1565
 Brown, D. W. 1632
 Brown, F. 1548
 Brown, W. L. 1651
 Browne, B. C. 1703
 Brüche, E. 1489
 Bruil, W. A. 1573
 Bruin, F. 1679
 Brun, E. 1570
 Bryant, P. J. 1536
 Buckingham,
 A. D. 1513
 Budó, A. 1615
 Buechner,
 W. W. 1568
 Bullock, M. L. 1583
 Bullough, R. 1627
 Bunde, E. 1613
 Bunker, M. E. 1539
 Burde, J. 1582
 Burford, A. O. 1549
 Burger, H. 1694
 Burgeson,
 J. W. 1503
 Burhop,
 E. H. S. 1614
 Burkhardt,
 J. L. 1604
 Burns, K. 1678
 Burstein, E. 1651
 Burton, W. K. 1495
 Burwell, J. R. 1520
 Busch, G.
 1637, 1649, 1653
 Butler, F. 1668
 Butler, J. W. 1562
 Buyle-Bodin,
 M. 1642, 1643
 Byatt, W. J. 1607
 Cabannes, H. 1505
 Cable, J. W. 1620
 Caffyn, J. E. 1654
 Caglioti, V. 1691
 Callaway, J.
 1527, 1652
 Calvert, J. M. 1592
 Caplan, P. 1696
 Capocaccia,
 A. A. 1490
 Carbone, R. J. 1584
 Carlin, H. J. 1670
 Carlisle, S. S. 1491
 Carlson,
 B. C. 1530
 Carlson,
 R. R. 1551
 Carmichael, H. 1605
 Caro, D. E. 1663
 Carothers, J. E. 1524
 Carter, R. E. 1694
 Carter, R. S.
 1549, 1594
 Carver, J. G. 1562
 Cassatt,
 W. A. jr. 1557
 Cassidy,
 C. J. A. 1659
 Castoldi, L. 1491
 Ceolin, C. 1520
 Chait, H. N. 1665
 Chang,
 K. K. N. 1674
 Chapiro, A.
 1518, 1634
 Chapman,
 G. B. 1687
 Chapman, R. A.
 1570, 1571, 1574
 Chappelaar, J. 1522
 Charlesby, A. 1630
 Charney, E. 1680
 Chaudhri,
 R. M. 1606
 Chen, F. F. 1589
 Chidley, B. C. 1562
 Chidley, B. G. 1543
 Childers, H. M. 1683
 Childs, H. R. 1602
 Chin, J. 1538
 Chisholm,
 J. S. R. 1513
 Choquard, Ph. 1497
 Christensen,
 R. L. 1612
 Chupp, W. W. 1522
 Clark, D. 1518
 Clark, K. C. 1614
 Cleland, J. W. 1651
 Cloud, R. W. 1591
 Cochran,
 D. R. F. 1539
 Cohan, N. V. 1609
 Cohen, B. L.
 1540, 1541
 Cohen, J. W. 1663
 Cohen, M. 1652
 Cohen, R. 1516
 Cohen, S. G. 1582
 Cohen, H. O.
 1540, 1596
 Collington,
 D. J. 1529
 Colodny, P. 1633
 Conway, J. G. 1612
 Konzett, H. E. 1574
 Coogan, C. K. 1503
 Cook, C. S. 1576
 Cook, M. J. 1695
 Cooke, A. H. 1533
 Cool, D. 1518
 Cork, B. 1529
 Cork, J. M.
 1556, 1566
 Corman, A. 1703
 Corrin, S. 1510
 Corson, D. R.
 1523, 1525
 Cowan, G. R. 1512
 Coward, N. A. 1687
 Cragg, L. H. 1630
 Cranberg, L. 1567
 Crasemann, B. 1546
 Crawford,
 B. jr. 1512, 1615
 Crawford, F. S. 1521
 Crawford,
 F. S. jr. 1604
 Crawford,
 J. H. jr. 1651
 Critchfield,
 C. L. 1533
 Cross, W. G. 1595
 Crosswhite,
 H. M. 1678
 Crowe, K. M.
 1524, 1526, 1599
 Crowe, R. W. 1661
 Cullen, A. L. 1637
 Culler, V. 1595
 Curle, N. 1595, 1596
 Curr, R. M. 1601
 Cusano, D. A. 1687
 Daasch, L. W. 1620
 Dabbs,
 J. W. T. 1534
 Daggett, E. H. 1579
 Dahlberg,
 D. A. 1564
 Daitch, P. B.
 1496, 1569
 Dakin, T. W. 1661
 Dallaporta, N. 1520
 Dallwigk, E. 1627
 Damodaran,
 K. K. 1601
 Daniels, F. 1699
 Danner, H. R. 1660
 Darbyshire, J. 1703
 Darden, S. E.
 1557, 1597
 Das, T. P. 1500
 Daubin, S. C. 1580
 Dautreppe, D. 1642
 Davidon, W. C. 1602
 Davies, R. M. 1638
 Davies, R. O. 1659
 Davis, H. L. 1523
 Davis, L. jr.
 1605, 1653
 Davis, R. W. 1539
 Dawe,
 P. G. M. 1692
 Day, M. C. jr. 1568
 Deas, H. D. 1632
 Deeley, E. M. 1691
 De Juren, J. 1538
 Delbecq, C. J. 1635
 Dellis, A. N. 1529
 DeMars, G. A. 1653
 Dennis,
 S. C. R. 1491
 Derfler, H. 1664
 Deutsch, J. A. 1692
 Deutsch, S. 1516
 DeWire, J. W. 1522
 DeWitt, B. S. 1585
 Dexter, F. D. 1630
 Dibeler, V. H. 1618
 Dieke, G. H. 1610
 Divens, W. C. 1661
 Dodd, J. N. 1612
 Doggett, W. O.
 1547, 1548
 Donaldson,
 R. E. 1589
 Dorneich, M. 1693
 Douce, J. L. 1667
 Dougherty,
 E. L. 1514
 Dousmanis,
 G. C. 1615, 1621
 Downs, B. W. 1600
 Doyen, J. 1536
 Doyle, W. T. 1542
 Dracott, D. 1657
 Drell, S. D. 1589
 Drenick, R. F. 1672
 Dresselhaus, G. 1653
 Drickamer,
 H. G. 1514, 1613
 Drumheller,
 C. E. 1635
 Duerr, H. P. 1529
 Duke, F. R. 1656
 Dumke, W. 1652
 Dumke, W. P. 1652
 Dunkelmann, L. 1675
 Dunlop, P. J. 1632
 Eakins, G. W. 1568
 Ebel, M. E. 1569, 1591
 Eberhardt,
 W. H. 1615
 Ecker, G. 1659, 1680
 Eichholz,
 G. G. 1535
 Eichler, E. 1572
 Eipeltaufer, E.
 1628, 1629
 Eisberg, R. M.
 1535, 1587
 Eisenberg, Y. 1520
 Eisenkolb, F. 1690
 Ekstein, H. 1586
 El Bedewi,
 F. A. 1574
 Eldert, C. 1683
 Ellis, R. E. 1587
 Ellyett, C. D. 1697
 El-Sum,
 H. M. A. 1684
 Elyash, L. J. 1629
 Engelkemeir,
 D. 1551
 Eriksen, E. 1496
 Estrada, L. 1534
 Etzel, H. W. 1626
 Evans, J. C. 1620
 Evans, J. E.
 1553, 1594
 Everhart, E. 1584
 Extermann,
 R. C. 1643
 Eyring, H. 1616

- Fafarman, A.** . 1523
Fahrenfort, J. . 1619
Falkenhagen,
H. 1489
Fan, C. Y. 1605
Fan, K. 1491
Farooqi, A. . . . 1606
Farrelly, B. . . . 1560
Farwell, G. W. . 1588
Fastle, W. G. . . 1678
Feenberg, E. . . 1576
Feshbach, H. . . 1495
Feuer, P. 1500
Field, N. J. . . . 1627
Fields, P. R. . . . 1578
Fink, R. W. . . . 1582
Finkelstein,
R. J. 1528
Fischer, D. . . . 1591
Fitch, V. 1521
Fitzpatrick,
J. W. 1679
Fletcher †,
M. F. 1689
Flood, J. E. . . . 1667
Florlan, A. . . . 1530
Florin, R. E. . . 1632
Fluharty,
R. G. 1553
Foppl, L. 1502
Forbush, S. E. . 1606
Forrest, J. W. . . 1677
Fowler, J. L. . . 1596
Fowler, T. K. . . 1541
Fowler, W. A. . . 1588
Fowler, W. B. . . 1528
Francia, T. di
 1491, 1676
Frank, R. M. . . . 1590, 1604
Frankl, D. R. . . 1688
Frazer, B. C. . . 1660
Freeman, J. M. . 1561
Freeman, R. D. . 1514
Fregeau, J. H. . 1598
Frey, H. M. . . . 1512
Freyer, G. 1690
Freymann, R. . . 1660
Friedlander, G. . 1518
Friedman,
A. M. 1578
Friedman,
R. M. 1526
Fritz, S. 1704
Fröman, P. O. . . 1513
Frost, R. T. . . . 1575
Froula, H. . . . 1686
Fry, W. F. 1526
Frye, G. M. jr. . 1540
Fueter, E. 1489
Fugate, J. M. . . 1692
Fuller, A. T. . . 1501
Fung, S. 1521
Fuson, N. 1620

Gabor, D. 1657
Galatry, L. . . . 1618
Galonsky, A. . . 1596
Gammel, J. L.
 1590, 1604
Gams, H. 1704
Gans, F. 1649
Garrido, L. . . . 1539

Gartenhaus, S. . 1532
Gartmann, H. . . 1490
Gaur, H. C. . . . 1656
Geer, E. H. . . . 1575
Geiger, J. S. . . 1548
Geiringer, H. . . 1503
Gerber, H. J. . . 1579
Gerjuoy, E. . . . 1623
Gerritsen,
H. J. 1643
Giacomelli, G. . 1602
Gifford, A. P. . . 1516
Gilbert, F. C. . . 1538
Gilbert, W. S. . . 1518
Gindler, J. E. . . 1578
Giusti, A. L. . . 1679
Givens, M. P. . . 1610
Glauber, R. J.
 1579 1585, 1592
Glicksman, M. . 1602
Glocker, R. . . . 1693
Gluckstern,
R. L. 1570
Godlove, T. F. . 1562
Goebel, C. J.
 1585, 1603
Goering, H. L. . 1653
Goffe, W. L. . . . 1610
Goldberg, I. . . . 1494
Goldberg, J. S. . 1586
Goldhaber, G. . . 1522
Goldhaber, M. . . 1519
Goldhaber, S. . . 1522
Goldstein, M.
 1568, 1571
Goloskie, R. . . . 1539
Gombás, P. 1609
Gongwer, C. A. . 1507
Good, M. L. . . . 1521
Good, W. B. . . . 1527
Good, W. M. . . 1538
Goodenough,
J. B. 1625
Goodfellow,
T. L. 1654
Goodman,
C. D. 1541
Goodman, L. . . 1616
Goodrich, M. . . 1580
Gordon, M. M. . 1541
Gossett, C. R. . . 1591
Gostling, L. J. . 1632
Gove, H. E.
 1548, 1559, 1584
Gowan, E. H. . . 1703
Graham, R. L. . 1548
Graves, J. D. . . 1683
Green,
A. E. S. 1497
Greenberg,
D. H. 1566
Griffiths, L. J. . 1638
Grobben, N. . . . 1573
Grove, G. R. . . 1579
Grube, G. 1489
Grün, F. 1513
Gunn, R. 1701
Gunning,
H. E. 1685
Gutenberg, B. . 1699
Gyulai, Z.
 1489, 1690

Haan, E. F. de
 1516, 1575
Haar, D. ter . . 1699
Hadni, A. 1618
Haftka, F. J. . . 1681
Hagedorn, F. B.
 1518, 1588
Hagerman,
D. C. 1599
Haine, M. E. . . 1677
Hájek, J. 1641
Hakeem,
M. A. 1580
Halma, H. 1687
Ham, J. 1617
Hamilton,
D. R. 1580, 1612
Hamlin, D. A. . 1527
Hammel, E. F. . 1647
Hammel, J. E. . 1544
Hammer, C. L. . 1598
Handley, T. H.
 1540, 1541, 1547
Haneman, D. . . 1655
Hanna, S. S. . . . 1575
Hansen, W. . . . 1702
Hanson, A. O. . . 1544
Hanzon, V. . . . 1691
Hasbottle, G. . . 1552
Hardeman,
G. E. G. 1642
Harding, G. N. . 1515
Harkness, A. L. . 1578
Harlow, M. V. . . 1570
Harmann, T. C. . 1653
Harmssen,
G. J. 1636
Harnik, E. 1652
Harriman,
J. M. 1612
Harrington,
R. F. 1645
Harris, P. S. . . . 1694
Hart, F. 1640
Harth, E. M.
 1515, 1521, 1522
Harvey, B. G.
 1564, 1593
Harvey, J. A.
 1549, 1554, 1559
Haug, P. 1511
Haus, H. A. . . . 1667
Hawliczek, F. . 1517
Haxel, O. 1702
Haynes, S. K. . . 1549
Hayes, E. E. . . . 1516
Heaps, H. S. . . . 1700
Heberle, J. W. . 1611
Heiberg, S. A. . 1515
Heikes, R. R.
 1641, 1649
Hein, R. A. . . . 1647
Heiner, G. 1693
Heitz, M. P. . . . 1618
Hellens, R. L. . 1595
Helm, R. H.
 1524, 1526
Helmer, R. G. . . 1566
Hemptinne,
M. de 1618
Henkel, R. L.
 1539, 1590
Henker, H. . . . 1655

Henry, W. E. . . 1642
Henshaw,
D. G. 1628
Hereford,
F. L. 1599
Hermans,
J. J. 1630, 1636
Heron, S. 1614
Herzberg, G.
 1618, 1700
Herzfeld,
K. F. 1507
Heuss, T. 1500
Hewlett,
F. M. 1662
Heydenburg,
N. P. 1565
Heynacher, E. . 1684
Hiesinger, L. . . 1500
Higgins, G. C. . 1676
Hildebrand,
R. H. 1515
Hilton, H. H. . . 1574
Hintenberger,
H. 1489
Hintz, N. M.
 1517, 1592
Hirano, K. 1690
Hirschberg, D. . 1516
Hittmair, O. . . . 1592
Ho, K.-C. 1686
Hoang, T. F. . . . 1521
Hoch, M. 1509
Hoff, R. W. . . . 1578
Hoffmeister, C. . 1697
Hofstadter, R. . 1598
Hogg, B. G. . . . 1577
Hok, O. P. 1561
Holland, D. H. . . 1519
Hollander, L. . . 1679
Hollway, D. L. . 1659
Holmes, J. R. . . 1613
Holmgren,
H. D. 1562, 1583
Holoien, E. . . . 1618
Hopkins, J. I. . . 1541
Horner, F. 1664
Horowitz, N. . . 1529
Horton, J. W. . . 1572
Hove, L. van. . . 1624
Howe,
G. W. O. 1490
Hrostowski,
H. J. 1644
Huang, K. 1589
Huber, P. 1537
Huditz, F. 1511
Hudspeth, E. L.
 1539, 1542
Hugi, Th. 1624
Huggett, R. W. . 1520
Hughes, D. J. . . 1549
 1554, 1559, 1594
Huizenga,
J. R. 1578
Hull, M. H. jr. . . 1591
Hulm, J. K. . . . 1647
Hunt, D. J. . . . 1546
Hurst, D. G. . . . 1628
Hutchison,
D. A. 1535
Huttenlocher,
H. 1624

- Hylleraas, E. . . . 1491
 Hymo, L. A. . . . 1632
 Igo, G. . . . 1553, 1568, 1587
 Iguchi, S. . . . 1502
 Iijima, T. . . . 1664
 Inglis, D. R. . . . 1551
 Ito, G. . . . 1535
 Ivanoff, A. . . . 1692
 Jackson, D. A. . . . 1612
 Jackson, J. D. . . . 1495
 Jaeger, R. . . . 1693
 Jaffe, A. A. . . . 1592
 Jaffe, J. H. . . . 1619
 Jaggi, R. . . . 1649
 Jakobson, M. J. . . . 1525
 James, D. B. . . . 1515
 Janeschitz-Kriegl, H. . . . 1633
 Jangg, G. . . . 1628, 1629
 Jaquerod, A. . . . 1500
 Jarmain, W. R. . . . 1622
 Jarvis, R. G. . . . 1595
 Jastrow, R. . . . 1499
 Jeffries, C. D. . . . 1533
 Jehle, H. . . . 1491
 Jennings, B. . . . 1595
 Jenny, D. A. . . . 1652
 Jeppson, M. R. . . . 1605
 Johansen, H. . . . 1502
 Johansen, H. A. . . . 1500
 Johansson, S. A. E. . . . 1536
 Johns, M. W. . . . 1562
 Johnson, E. O. . . . 1676
 Johnson, K. L. . . . 1507
 Johnston, H. L. . . . 1509
 Johnston, L. H. . . . 1517, 1519
 Joki, E. G. . . . 1553, 1594
 Jones, K. W. . . . 1542
 Jones, N. R. . . . 1617
 Jones, W. M. . . . 1548
 Joos, G. . . . 1490
 Josien, M. L. . . . 1620
 Judish, J. P. . . . 1596
 Juillerat, R. . . . 1672
 Kahle, H. G. . . . 1609
 Kahn, A. . . . 1685
 Kahn, B. . . . 1557
 Kaiser, W. . . . 1652
 Kales, M. L. . . . 1665
 Kampen, N. G. van . . . 1583
 Kanagy, J. R. . . . 1690
 Kansky, E. . . . 1663
 Kaplan, S. N. . . . 1542
 Kaplon, M. F. . . . 1521
 Karp, A. . . . 1674
 Karplus, R. . . . 1585
 Kassner, D. . . . 1518
 Katcoff, S. . . . 1547
 Katz, L. . . . 1543
 Kaufer, G. E. . . . 1667
 Kay, I. . . . 1495, 1496
 Kaye, W. . . . 1677
 Kazan, B. . . . 1688
 Keane, A. . . . 1696
 Keck, J. C. . . . 1522, 1543
 Keck, P. H. . . . 1625, 1652
 Keister, G. L. . . . 1576
 Kennedy, R. J. . . . 1682
 Kephart, J. F. . . . 1544
 Kerlee, D. D. . . . 1588
 Kessler, D. . . . 1528
 Kestigian, M. . . . 1633
 Ketelaar, J. A. A. . . . 1619
 Kettleborough, C. F. . . . 1506
 Kotelle, B. H. . . . 1565
 Keyes, R. W. . . . 1653
 Khan, N. A. . . . 1619
 Khosla, B. D. . . . 1656
 Kihó, H. . . . 1626
 Kikuta, T. . . . 1532
 Kilmister, C. W. . . . 1492
 Kilpatrick, J. E. . . . 1647
 Kim, Y. B. . . . 1520
 King, R. W. . . . 1577
 Kingston, J. D. . . . 1540, 1563
 Kinsey, B. B. . . . 1552
 Kip, A. F. . . . 1653
 Kisdi-Koszó, E. . . . 1517
 Kistiakowsky, Fischer, V. . . . 1558
 Kittel, C. . . . 1653
 Kivelson, D. . . . 1619
 Kjeldaas, T. . . . 1646
 Kleef, Th. A. M. van . . . 1609
 Klema, E. D. . . . 1563
 Klinger, H. H. . . . 1696
 Klinkenberg, P. F. A. . . . 1609
 Knight, J. D. . . . 1548
 Knight, L. . . . 1640
 Kobe, K. A. . . . 1508
 Koehler, W. C. . . . 1624
 Koelmans, H. . . . 1637
 Koerts, L. . . . 1566
 Koerts, L. A. Ch. . . . 1566
 Koester, C. J. . . . 1610
 Koester, L. J. jr. . . . 1525
 Kofoed-Hansen, O. . . . 1552, 1553, 1575
 Kohn, W. . . . 1646
 Kohra, K. . . . 1623
 Kolín, A. . . . 1691
 Kooy, J. . . . 1630
 Korff, S. A. . . . 1606
 Kortüm, G. . . . 1511
 Kossel, W. . . . 1694
 Kothe, E. . . . 1490
 Kovács, I. . . . 1615
 Kraichnan, R. H. . . . 1493
 Kramer, P. . . . 1575
 Kratky, O. . . . 1633
 Kraushaar, J. J. . . . 1570
 Kreger, W. E. . . . 1576
 Krone, R. W. . . . 1563
 Kruse, U. E. . . . 1602
 Kubelka, W. . . . 1515
 Kühlenkamp, A. . . . 1500
 Kuhn, H. . . . 1677
 Kulin, S. A. . . . 1653
 Kunz, W. E. . . . 1538, 1583
 Kurnossowa, L. W. . . . 1683
 Kurtz, A. D. . . . 1653
 Kusch, P. . . . 1611
 Labin, E. . . . 1672
 Lagasse, A. . . . 1536
 Lagrenaudie, J. . . . 1649
 Laity, R. W. . . . 1656
 Landecker, K. . . . 1663
 Landon, H. H. . . . 1553
 Lane, A. M. . . . 1597
 Lane, R. O. . . . 1595
 Lang, D. . . . 1693
 Lange, C. F. . . . 1652
 Lange, E. . . . 1511
 Langham, W. H. . . . 1694
 Langsdorff, A. jr. . . . 1595
 Lauber, A. . . . 1508
 Lauritsen, C. C. . . . 1588
 Lawson, R. D. . . . 1533, 1597
 Lax, B. . . . 1649
 Lax, M. . . . 1649, 1651
 Lazar, N. H. . . . 1572
 Lazarus, A. J. . . . 1524
 Lazarus, J. P. . . . 1567, 1570
 Leachman, R. B. . . . 1545
 Leaderman, H. . . . 1631
 Leavitt, C. P. . . . 1589
 LeClair, T. G. . . . 1519
 Lecomte, J. . . . 1627
 Lederman, L. M. . . . 1526
 Lee, K. . . . 1602, 1603
 Lee, L. L. jr. . . . 1497
 Lees, C. S. . . . 1551
 Lehman, G. W. . . . 1687
 Lehmann, J. . . . 1625
 Lemonick, A. . . . 1694
 Lerp, K. . . . 1612
 Lesch, G. . . . 1489
 Leschi 1490
 Leuba, P. . . . 1672
 Levin, J. S. . . . 1675
 Levin, S. B. . . . 1567
 Levinger, J. S. . . . 1625, 1627
 Lewin, S. Z. . . . 1614
 Lieberman, R. . . . 1678
 Liebmann, G. . . . 1625
 Lieshout, R. van 1560, 1566
 Lindl, D. A. . . . 1555
 Lindenbaum, S. J. . . . 1603
 Lindqvist, T. . . . 1577, 1579
 Lindroth, K. . . . 1672
 Lipscomb, W. . . . 1615
 Lipworth, E. . . . 1611
 Litherland, A. E. . . . 1548, 1559
 Little, K. . . . 1687
 Littlefield, T. A. . . . 1610
 Lochte-Holtgreven, W. . . . 1613
 Lodge, J. P. . . . 1637
 Loef, J. J. van . . . 1555
 Lönsjö, O. . . . 1596
 Löwdin, P.-O. . . . 1498
 Loferski, J. J. . . . 1652
 Lonappan, M. A. . . . 1509
 Long, F. A. . . . 1633
 Longini, R. L. . . . 1650
 Lord, R. C. . . . 1678
 Loughhead, R. E. . . . 1645, 1646
 Low, W. . . . 1642
 Lowe, A. W. . . . 1640
 Lowen, R. . . . 1533
 Lozano, J. M. . . . 1542
 Lucy, F. A. . . . 1683
 Lust-Kulka, R. . . . 1698
 Luty, F. . . . 1626
 Luft, N. W. . . . 1617
 Lumbroso, H. . . . 1617
 Lundqvist, S. O. . . . 1624
 Lurio, A. . . . 1611
 Lutes, O. S. . . . 1648
 Lyon, W. S. . . . 1547, 1557
 McCarthy, R. L. . . . 1659
 McClung, F. . . . 1613
 McCrary, J. H. . . . 1556, 1581
 McCraw, T. E. . . . 1607, 1608
 McCubbin, T. K. jr. . . . 1678
 McDonald, C. G. . . . 1685
 McDonald, W. S. . . . 1525
 McEwan, D. H. . . . 1671
 MacGregor, M. H. . . . 1597
 McHale, J. L. . . . 1537, 1568, 1571
 McKay, D. M. . . . 1492, 1668
 MacKenzie, K. R. . . . 1591
 McKeown, M. . . . 1552

- McLaughlin, R. D. 1612
 MacLean, W. 1641
 MacLean, W. R. 1668
 McMahon, B. 1638
 McMillan, C. M. de ... 1579
 McNally, J. R. jr. 1535
 Macpherson, A. C. 1670
 McWhirter, R. W. P. 1614
 Mador, I. L. 1623
 Maeder, D. 1579
 Maenchen, G. 1528
 Maesen, F. van der .. 1650
 Magnusson, L. B. 1551
 Mah, A. D. 1509
 Mahan, A. I. 1685
 Major, J. K. 1576
 Makas, A. S. 1680
 Malament, S. 1622
 Malan, D. J. 1701
 Mallmann, C. A. 1579
 Malmborg, W. F. 1685
 Mandl, F. 1527
 Manley, D. L. 1546
 Many, A. 1652
 Mapother, D. 1647
 Maréchal, A. 1684
 Margolis, B. 1553
 Margoninski, Y. 1652
 Margulies, R. S. 1601
 Marion, J. B. 1570, 1571, 1574
 Maris, T. A. J. 1545
 Markham, J. J. 1649
 Markovitz, H. 1629
 Marriott, R. 1614
 Marschalk, C. 1617
 Marshall, L. 1590
 Marti, W. 1681
 Martin, G. A. 1679
 Martin, P. C. 1579
 Martin, R. L. 1679
 Marton, L. 1607, 1608
 Masek, G. E. 1524
 Maslin, E. E. 1592
 Mason, E. A. 1499
 Mateosian, E. der 1552
 Mather, R. L. 1605
 Matthauch, J. 1489
 Matthews, P. T. 1584
 Mauer, F. A. 1502
 Maxwell, E. 1648
 May, S. 1500
 Mayer, U. 1694
 Maze, R. 1528
 Mead, S. W. 1547, 1548
 Melboom, S. 1647
 Meijer, P. H. E. 1643
- Meinke, W. W. 1557
 Meissner, H. 1648
 Melchor, J. L. 1685
 Melvin, M. A. 1496, 1503
 Menes, H. C. 1507
 Merker, L. 1627
 Merritt, J. 1527
 Merzbacher, E. 1561, 1562
 Mesarović, M. 1663
 Meshkov, S. 1573
 Messiah, A. 1534
 Met, V. 1669
 Metson, G. H. 1662
 Metzger, F. R. 1554, 1568
 Meyer, H. 1490
 Meyer, K. P. 1537
 Meyer-Arendt, J. 1694
 Meyerhof, W. E. 1570
 Michaelsen, J. D. 1632
 Michel, P. 1634
 Miederer, W. 1511
 Millburn, G. P. 1542
 Miller, D. 1602
 Miller, D. W. 1566
 Miller, J. H. 1637
 Miller, J. M. 1546
 Miller, L. G. 1594
 Miller, O. B. 1643
 Miller, S. E. 1653
 Miller, W. 1682
 Mills, F. E. 1525
 Mills, W. R. jr. 1574
 Minoletti, B. 1490
 Mitter, H. 1601
 Mitzner, B. 1678
 Miyakawa, S. 1618
 Mize, J. P. 1539
 Moak, C. D. 1538
 Mönch, E. 1502
 Mohanty, S. R. 1662
 Mohler, F. L. 1618
 Mohler, N. 1521
 Mondragón, A. 1535
 Monfils, A. 1643
 Mooney, M. 1631
 Moore, J. 1553
 Moppert, K.-F. 1513
 Moravcsik, M. J. 1599
 Morgan, I. L. 1539, 1542, 1595
 Morgan, K. Z. 1695
 Morita, M. 1532
 Morlin, Z. 1626
 Moser, C. 1678
 Moses, H. E. 1495, 1496
 Moszkowski, S. A. 1531
 Motley, R. 1521
 Motz, H. 1526
 Motz, J. W. 1600
 Moulthrop, P. H. 1524
 Mower, L. 1598
 Moyer, B. J. 1529, 1542, 1602
- Mügge, R. 1703
 Müller, R. 1665
 Müller, S. 1650
 Müller, W. 1505
 Muench, N. L. 1648
 Mulvey, T. 1677
 Muñoz, M. G. 1579
 Murbach, E. W. 1632
 Murray, J. J. 1529
 Murrell, J. N. 1622
- Nagel, E. 1553
 Nagle, D. E. 1515
 Nakamura, Y. 1690
 Narsimhan, G. 1502
 Neher, H. V. 1606
 Nelson, E. B. 1551, 1575
 Nelson, R. C. 1654
 Nelson, R. H. 1516
 Nesbet, R. K. 1623
 Neufeld, J. 1584
 Neugebauer, H. 1490
 Neumann, J. v. 1492
 Neuwirth, R. 1703
 Newberry, S. P. 1684
 Newman, E. 1540
 Newman, R. 1651
 Newson, H. W. 1542, 1554, 1555
 Nicholls, R. W. 1562
 Nichols, P. F. 1622
 Nicoll, F. H. 1688
 Niestlie, J. W. jr. 1594
 Nigama, U. S. 1503
 Nijgh, G. J. 1573
 Nikiforuk, P. N. 1669
 Nilberg, R. H. 1506
 Nissen, W. 1613
 Nixon, W. C. 1686
 Noble, R. H. 1678
 Norinder, H. 1702
 Norton, J. F. 1684
 Novick, R. 1611
 Novobatzky, K. F. 1497
 Nowacki, W. 1624
 Noyes, R. M. 1511
 Noyes, W. A. jr. 1687
 Nussbaum, R. H. 1573, 1575
 Nyholm, R. S. 1620
- Obradović, N. M. 1506
 Ockerman, J. B. 1699
 Odian, A. 1542
 Oetjen, R. A. 1651
 Offner, F. F. 1671
 Ohki, K. 1690
 Okazaki, A. 1593
 O'Kelley, G. D. 1572
- Olmstead, J. 1676
 Olsen, H. 1491
 Onoe, M. 1670
 Oosterkamp, W. J. 1693
 Orear, J. 1603
 Oserow, R. P. 1641
 Oster, G. 1622, 1682
 O'Sullivan, D. G. 1514
 Otero, J. M. 1692
 Owenshine, S. J. 1535
- Padden, F. J. jr. 1629
 Pales, J. C. 1701
 Palevsky, H. 1594
 Palmer, R. R. 1564
 Pangher, J. de 1515, 1596
 Panofsky, W. K. H. 1524
 Park, J. G. 1533
 Parolini, G. 1507
 Passell, T. O. 1549
 Patterson, J. R. 1554, 1561
 Paul, E. B. 1548, 1559
 Paul, R. S. 1682
 Pawlowski, J. 1503
 Payne, W. B. 1614
 Peach, M. O. 1625
 Pecker, C. 1696
 Pelz, F. M. 1670
 Pennington, R. E. 1508
 Penrose, R. 1491
 Pepinsky, R. 1660
 Pepper, J. H. 1518
 Percus, J. K. 1495
 Peri, G. 1661
 Perkins, J. F. 1549, 1604
 Perkins, R. B. 1597
 Perlman, I. 1564
 Perlman, M. L. 1563, 1564
 Perrot, M. 1661
 Perry, J. E. jr. 1590
 Peterson, R. E. 1691
 Peterson, V. Z. 1522, 1525
 Petroff, M. D. 1547, 1548
 Petrov, H. G. 1544
 Pettus, W. G. 1599
 Pevsner, A. 1521, 1603
 Phillips, B. B. 1701
 Phillips, G. C. 1542, 1591
 Phillips, J. 1652
 Philofsky, H. M. 1661
 Piccioni, O. 1518
 Picciotto, E. 1516
 Pidd, R. W. 1598
 Piddington, J. H. 1646

- Pilcher, V. E. 1549, 1554
 Pipkin, F. M. 1612
 Pish, G. 1546
 Pitt, G. J. 1689
 Pittman,
 G. F. jr. 1654
 Pizzarello, F. 1625
 Plank, R. 1500
 Platt, J. R. 1616
 Plock, F. M. 1627
 Plyler, E. K. 1678
 Podszeck,
 H. K. 1490
 Pohl, E. 1514
 Poots, G. 1491
 Pople, J. A. 1510, 1513, 1622
 Popoff, K. 1512
 Popović, Z. 1663
 Poretli, G. G. 1517
 Porter, C. E. 1586, 1587
 Poulis, N. J. 1642
 Pounder, J. R. 1496
 Powell, F. C. 1492
 Powell, W. M. 1528
 Preston, G. 1537
 Preuss, H. 1499
 Preuss, L. E. 1686
 Prigge, W. 1689
 Pringle, D. H. 1664
 Pringle, R. W. 1560
 Prins, W. 1636
 Prodell, A. G. 1611
 Proper, J. 1693
 Prosser,
 F. W. jr. 1563
 Pruett, C. H. 1550
 Pruppacher,
 H. R. 1510
 Puppi, G. 1601
 Purser, K. H. 1612
 Qayam, A. 1606
 Quinan, J. R. 1619
 Ragazzini,
 J. R. 1669
 Rainwater, J. 1603
 Rajewsky, B. 1693
 Ramaiah, N. A. 1656
 Ramsey, N. F. 1495
 Randall, D. D. 1679
 Randolph,
 M. L. 1541
 Rank, D. H. 1619, 1678
 Ranken, W. A. 1556, 1581
 Rao, B. R. 1700
 Rappaport, P. 1652
 Rasmussen,
 J. O. 1549, 1550
 Rasmussen,
 V. K. 1566
 Rastogi, R. P. 1509
 Rauh, E. G. 1511
 Raw, C. J. 1504
 Rawitscher,
 G. H. 1527
 Rawson H. 1500
 Rayces, J. L. 1683
 Raychaudhuri,
 A. 1494
 Redfield, A. G. 1644
 Rediker, R. H. 1652
 Redmond,
 P. J. 1573
 Reed, G. W. 1697
 Reenpää, Y. 1491
 Regge, T. 1527
 Reich, C. W. 1542
 Reich, H. A. 1611
 Reid, J. M. 1515
 Reier, M. 1582
 Renero, I. 1535
 Repp, G. W. 1525
 Reynolds,
 J. B. 1612
 Rhoads, H. U. 1536
 Rhoderick,
 E. H. 1614
 Ribe, F. L. 1534
 Rice, W. E. 1499
 Rich, J. A. 1675
 Richards,
 D. A. 1638
 Richards, P. I. 1585
 Richter, C. F. 1699
 Richter, H. 1505
 Rickard, E. F. 1662
 Rider, J. G. 1503
 Riedel, H. 1490
 Riley, D. P. 1691
 Rinehart, M. 1526
 Rinehart,
 M. C. 1602, 1603
 Ring, J. 1602
 Risberg, V. 1587
 Ritchie, R. H. 1584, 1608
 Rittson, D. 1521
 Rittner, E. S. 1653
 Rizza, G. B. 1491
 Robbins, A. B. 1542
 Roberts, L. D. 1534
 Robin, S. 1618
 Robinson,
 B. L. 1582
 Robinson,
 F. N. H. 1667
 Robson, J. M. 1529
 Rocco, G. 1544
 Roesch, W. C. 1515
 Rösinger, S. 1693
 Rossler, F. 1506
 Rogers, K. C. 1526, 1602, 1603
 Roggenkamp,
 P. L. 1550
 Rohrlieh, F. 1609
 Rojo, O. 1580
 Romberg, W. 1491
 Roquet, R. 1514
 Rorschach,
 H. E. jr. 1648
 Rose, M. E. 1495, 1580
 Rosen, L. 1540
 Rosen, S. 1683
 Rosenberg, R. 1649
 Rosenbrock,
 H. H. 1501
 Rost, U. 1504
 Rotenberg, M. 1531
 Roth, L. 1649
 Roth, K. W. 1697
 Rothe, H. 1489
 Rothstein, J. 1644
 Rouch, J. 1701
 Rowland, R. E. 1557
 Ruark, A. E. 1527
 Rubin, R. J. 1632
 Ruderman,
 M. A. 1521, 1585
 Rudolph, O. B. 1535
 Russell, J. L. 1542
 Rutherford,
 W. M. 1514
 Sack, S. 1567
 Sängner, R. 1510
 Saito, S. 1660
 Sakiotis, N. G. 1665
 Sakural, A. 1505
 Salam, A. A. 1584
 Sampson,
 M. B. 1566
 Samson,
 J. A. R. 1537
 Sanders, J. H. 1529
 Sanders, T. M. 1621
 Sandorfy, C. 1617
 Sands, M. 1525
 Saphir, G. 1528
 Sargent, C. P. 1526
 Sattar, A. R. 1542
 Saunders,
 J. B. 1677, 1679
 Saur, A. J. 1638
 Savitzky, A. 1679
 Saxton, R. L. 1613
 Scaife, B. K. 1659
 Scarf, F. L. 1498
 Schardt, A. W. 1558
 Scharenberg,
 R. P. 1555, 1582
 Scharif-Gold-
 haber, G. 1552
 Schawlow,
 A. L. 1643
 Schecter, L. 1587
 Schieldrop,
 E. B. 1493
 Schiffer, J. P. 1591
 E. 1591
 Schindowski,
 E. 1492
 Schmid, L. C. 1556, 1566
 Schmidt, E. 1506
 Schmidt, F. H. 1581
 Schmidt, T. 1698
 Schmitt, H. W. 1545
 Schneps, J. 1526
 Schooten,
 J. van 1636
 Schopper, H. 1634
 Schriever,
 B. D. 1544
 Schuberth, H. 1489
 Schulman,
 J. H. 1626
 Schulte, H. J. 1517
 Schulze, E. 1491
 Schumacher,
 R. T. 1643
 Schumann, G. 1702
 Schurz, J. 1504
 Schwabe, K. 1490, 1509
 Schwartz,
 R. N. 1507
 Schwarz, N. 1636
 Schwesinger,
 G. 1695
 Scott, M. J. 1555
 Scott, W. T. 1586
 Scrocco, M. 1691
 Searcy, A. W. 1514
 Seaman, N. 1521
 Segel, R. E. 1555
 Seguin, P. 1649
 Seith, W. 1489
 Selényi, P.† 1489
 Seliger, H. H. 1600
 Sen, K. K. 1698
 Septier, A. 1686
 Sewkor, A. 1693
 Shader, F. L. 1672
 Shaffer, J. D. 1666
 Shamos, M. 1582
 Shamos, M. H. 1523
 Shapiro, A. M. 1589
 Shapiro, M. M. 1521
 Sharbaugh,
 A. H. 1661
 Sharp, R. T. 1495
 Shaw, D. F. 1593
 Shaw, P. F. D. 1537
 Shearer, J. N. 1678
 Sheldon, J. W. 1499
 Sheline, R. K. 1547, 1620
 Shortley, G. 1492
 Shull, H. 1616
 Shulman, R. G. 1644
 Shurcliff,
 W. A. 1680
 Siegel, R. T. 1597
 Siegler, E. H. 1679
 Sigmund, R. 1694
 Siksna, R. 1658, 1702
 Silver, E. G. 1539
 Silverman, A. 1522
 Simpson, F. B. 1553
 Simpson, J. A. 1607, 1608
 Simpson, O. D. 1553
 Sinclair, R. M. 1580
 Sippel, R. F. 1556
 Sirlin, A. 1528
 Sizoo, G. J. 1516, 1575
 Sjöstrand,
 F. S. 1691, 1692
 Skarstrom,
 C. W. 1679
 Slabey, V. A. 1620
 Sladek, R. J. 1653
 Slätis, H. 1549
 Slaughter,
 G. G. 1515
 Slawsky, Z. I. 1507, 1623
 Slevogt, H. 1684
 Slichter, C. P. 1534, 1643, 1650
 Slonczewski,
 J. C. 1649

- Smith, D. D. . . . 1535
 Smith, E. 1627
 Smith, F. M. . . . 1528
 Smith, M. S. . . . 1553
 Smith, R. G. . . . 1555
 Smith, R. K. . . . 1590
 Smith, R. R. . . . 1553
 Smith, R. W. . . . 1687
 Smith, W. E. . . . 1670
 Snow, G. A. . . . 1526
 Snowden, W. . . . 1502
 Snyder, H. S. . . . 1586
 Sobcov, H. . . . 1679
 Soberman, R. K. 1606
 Sogo, P. B. 1533
 Sommermeyer, K. 1693
 Sonett, C. P. . . . 1591
 Sperduto, A. . . . 1568
 Spiers, J. A. . . . 1497
 Sponsler, G. C. . . 1672
 Sprague, G. . . . 1679
 Stanghellini, A. 1601
 Stanley, R. W. . . . 1610
 Starner, J. W. . . . 1539
 Statz, H. 1653
 Steffen, R. M. . . . 1560
 Stegun, I. A. . . . 1495
 Stehle, P. 1659
 Stein, P. C. 1542
 Stein, R. S. 1633
 Stein, S. 1623
 Steinmaurer, R. 1490
 Steljes, J. F. . . . 1605
 Stelle, P. 1606
 Stephens, F. S. jr. 1550, 1564
 Sterk, M. J. 1573, 1575
 Sternheimer, R. M. 1523
 Stevenson, M. L. 1521, 1604
 Stewart, A. T. . . . 1597
 Stewart, J. L. . . . 1668
 Stewart, L. 1540
 Stewart, M. G. . . . 1555, 1582
 Stier, P. M. 1607
 Stille, U. 1490
 Stiller, B. 1521
 Stoll, S. J. 1658
 Stolyov, A. 1554
 Stone, G. 1584
 Storch, L. 1669
 Stork, D. 1524, 1601
 Strandberg, M. W. P. . . . 1621
 Strauch, K. 1588
 Stroke, H. H. . . . 1612
 Strominger, D. 1550
 Stubbins, W. F. 1518
 Studer, F. J. 1687
 Studier, M. H. . . . 1578
 Sturley, K. R. . . . 1491
 Sullivan, S. A. . . . 1610
 Summers, R. . . . 1602
 Summers, S. E. 1684
 Sun, C. R. 1516
 Sunyar, A. W. . . . 1555
 Sutcliffe, R. C. 1704
 Suura, H. 1597
 Suzuki, A. 1508
 Suzuki, H. 1627
 Swami, M. S. . . . 1526
 Swann, C. P. . . . 1568
 Swanson, R. W. 1704
 Sweet, L. O. 1639
 Synge, J. L. 1496
 Szalay, A. 1519
 Szamosi, G. . . . 1574
 Tai, Y. 1542
 Takagi, Y. 1690
 Takaki, H. 1690
 Talmi, I. 1530
 Tanaka, Y. 1613
 Tauber, G. E. . . . 1552
 Taufest, G. W. . . . 1524, 1526
 Taylor, H. L. . . . 1596
 Taylor, H. W. . . . 1560
 Teasdale, J. G. . . . 1522, 1525
 Teller, J. C. W. . . . 1515
 Teller, E. 1529
 Temmer, G. M. 1565
 Tendam, D. J. . . . 1588
 Terayama, H. . . . 1631
 Thaler, R. M. . . . 1567, 1568, 1571
 Thams, J. C. . . . 1704
 Theissing, H. H. 1696
 Thieme, M. T. . . . 1562
 Thomas, B. W. 1679
 Thomas, G. E. 1564
 Thomas, J. E. jr. . . . 1652
 Thompson, I. J. 1633
 Thompson, N. . . . 1503
 Thompson, R. W. 1520
 Thomson, J. S. 1510
 Thomson, J. 1490
 Thoraes, R. 1693
 Thorn, R. J. 1511
 Thoudess, D. J. 1529
 Tice, G. 1569
 Tinkham, M. . . . 1621, 1644, 1654
 Tobolsky, A. V. 1636
 Tollenaar, D. . . . 1504
 Toller, A. L. 1562
 Toller, L. A. . . . 1554
 Tollestrup, A. V. 1522, 1543
 Tomboulis, D. H. 1679
 Tombs, D. M. . . . 1658
 Tomiser, J. 1614
 Tompsett, D. H. 1663
 Toppel, B. J. . . . 1571
 Tove, P.-A. 1546
 Townes, C. H. . . . 1621
 Treloar, L. R. G. . . . 1634
 Trentini, G. v. . . . 1671
 Trotter, D. E. . . . 1696
 Trucker, D. E. . . . 1617
 Trump, J. G. 1591
 Tsien, H. S. 1512
 Tucker, E. B. . . . 1519
 Tufts, B. J. 1637
 Turberfield, K. C. 1529
 Turkovich, A. . . . 1697
 Turnbull, D. T. 1610
 Turner, L. B. . . . 1638
 Turski, W. 1489
 Twisleton, J. R. G. 1673
 Tyrén, H. 1546
 Uémura, T. 1618
 Ufford, C. W. . . . 1573
 Underwood, N. 1704
 Urban, P. 1530, 1583, 1601
 Urey, H. C. 1696
 Vacher, H. C. . . . 1690
 Valentiner, S. . . . 1489
 Vallesse, L. M. . . . 1646
 Vanderhoff, J. W. 1636, 1682
 Vanhuysse, V. J. 1665
 Vartanian, P. H. 1685
 Verlet, L. 1597
 Verzar, F. 1692
 Vette, J. I. 1522
 Viervoll, H. 1481
 Vieweg, R. 1490
 Vincent, E. 1512
 Visse, L. 1699
 Vivo, J. L. 1645
 Vodar, B. 1618
 Vogt, E. 1536
 Voigt, A. F. 1568
 Voigt, H. 1688
 Vollrath, R. E. 1537
 Volmer, M. 1490
 Voss, R. G. P. . . . 1531
 Vries, A. E. de. 1545
 Waard, H. de . . . 1559
 Waarden, M. van der . 1636
 Wagner, G. D. . . . 1537
 Wainfan, N. 1685
 Walker, J. K. 1516
 Walker, R. L. . . . 1522, 1525
 Walker, W. C. . . . 1685
 Wall, F. 1631
 Wall, L. A. 1632
 Wall, N. S. 1589
 Wall, R. F. 1679
 Wallace, R. 1529
 Wallace, R. W. 1602
 Walsh, D. 1610
 Walters, S. H. . . . 1679
 Walton, R. B. . . . 1597
 Wanlek, R. W. . . . 1539, 1595
 Wannier, G. H. 1607
 Wapstra, A. H. 1573, 1575
 Warman, J. B. 1667
 Wasserrab, T. . . . 1657
 Watanabe, H. . . . 1624
 Watson, J. H. L. 1686
 Watson, K. M. 1604
 Wattenberg, A. 1542
 Weatherly, T. L. 1643
 Webb, F. H. 1522
 Webb, T. S. 1588
 Webber, S. E. . . . 1675
 Weber, A. H. . . . 1536
 Weber, J. 1666, 1667
 Webster, W. M. 1676
 Weddell, J. B. . . . 1595
 Wegener, K. C. . . . 1695
 Wegner, H. E. . . . 1535, 1587
 Welgert, A. 1698
 Weinberg, F. J. 1512
 Weiner, E. V. . . . 1691
 Weinstein, R. M. 1542
 Weinstein, W. . . . 1682
 Weiss, A. A. 1697
 Weiss, P. R. 1649
 Weissler, G. L. 1685
 Welker, J. P. . . . 1558, 1563, 1564
 Wentzel, G. 1520
 Wenzel, W. A. . . . 1529
 Werner, G. K. . . . 1535
 Wertz, J. E. 1645
 West, J. C. 1501, 1667
 Wette, F. W. de 1623
 Weyl, H. f. 1489
 Whalin, E. A. . . . 1544
 Wheatstone, S. 1524
 Wheeler, M. S. 1665
 Whetstone, S. . . . 1601
 Whiffen, D. H. 1620
 White, R. S. 1525
 White, W. C. 1501
 Wiberley, S. E. 1619
 Widom, B. 1606
 Wiedenbeck, M. L. 1555, 1582
 Wiggins, T. A. . . . 1619
 Wiig, E. O. 1537
 Wikner, N. F. . . . 1602
 Wildermuth, K. 1583
 Wilets, L. 1532
 Wilkinson, D. H. 1571
 Wilkinson, J. . . . 1547
 Wilkinson, R. G. 1550
 Willard, H. B. . . . 1540, 1563
 Williams, A. O. jr. . . . 1498
 Williams, I. R. 1562
 Williams, M. C. 1623

- | | | | | | | | |
|--------------------|------------|--------------------|------|-------------------|------|------------------|------|
| Williams, Q. . . | 1543 | Woessner, | | Wright, R. W. . | 1528 | Yokota, S. . . | 1491 |
| Williams, R. . . | 1603 | R. H. | 1701 | Wright, S. C. . | 1584 | Yoshida, U. . . | 1508 |
| Williamson, D. . | 1501 | Wolf, F. | 1702 | Wu, C. S. . . . | 1560 | Yoshinaga, H. . | 1651 |
| Williamson, | | Wolf, H. C. . . . | 1694 | 1566, 1577, 1579 | | Young, D. E. . . | 1519 |
| R. M. | 1542 | Wolfe, B. | 1522 | Wu, T.-Y. . . . | 1610 | Young, J. B. . . | 1663 |
| Wilson, M. H. . . | 1693 | Wolfe, R. N. . . . | 1676 | Würger, E. . . . | 1537 | Yuan, L. C. L. . | 1603 |
| Wilson, R. | 1531 | Wolicki, E. A. . . | 1575 | Wyluda, B. J. . | 1644 | Yuster, P. H. . | 1635 |
| Winans, J. G. . . | 1618 | Wollan, E. O. . . | 1624 | | | | |
| Windham, | | Wolstenholme, | | Yaffe, L. | 1548 | Zachariasen, F. | 1543 |
| P. M. | 1591 | W. E. | 1631 | Yamada, M. . . | 1532 | Zapas, L. J. . . | 1629 |
| Winkler, U. . . . | 1653 | Wood, C. E. . . . | 1679 | Yamaguchi, S. | | Zenneck, J. . . | 1490 |
| Winogradzki, | | Woodhull, | | 1635, 1685 | | Zimmerman, | |
| J. | 1493 | E. H. | 1679 | Yavin, A. I. . . | 1581 | R. L. | 1594 |
| Winter, R. G. . . | 1536, 1537 | Woodward, | | Yekutieli, G. . . | 1521 | Zivojinov, | |
| Witmer, E. E. . . | 1530 | L. A. | 1619 | Yergin, P. F. . | 1611 | J. M. | 1509 |
| Witt, T. W. de . . | 1629 | Wooten, F. O. . . | 1643 | Yevick, G. J. . . | 1495 | Zuhrt, H. . . . | 1496 |
| Witte, E. | 1694 | Worlock, | | Yilmaz, H. . . . | 1608 | Zwanzig, | |
| Witke, H. | 1639 | R. M. | 1522 | Yockey, H. P. . | 1605 | R. W. | 1510 |
| | | Wright, B. T. . . | 1516 | Yodh, G. B. . . | 1524 | Zwicky, F. . . . | 1699 |

Redaktion und verantwortlich für den Inhalt: Oberregierungsrat Dr. Hermann Ebert, Anschrift der Redaktion: Braunschweig, Bundesallee 100, Fernsprecher: Braunschweig 2 05 21 und Prof. Dr. Michael Schön. Anschrift der Redaktion: Augsburg, Obere Lechdammstraße 65, Fernsprecher Augsburg 88 62. Verlag: Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, Burgplatz 1, Fernruf: 2 21 84 / 85, Postscheckkonto: Hannover Nr. 227. Bezugspreis: Jahresabonnemente einschließlich Register DM 118,-. Die Physikalischen Berichte erscheinen monatlich. Abbestellungen können nur bis vier Wochen vor Quartalsende anerkannt werden, andernfalls wird das folgende Quartal noch geliefert. Nachdruck, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos von ganzen Heften, einzelnen Referaten oder Teilen daraus sind ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet.

